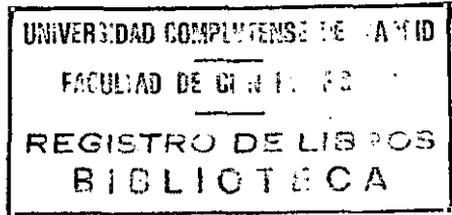


T1992/3

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
Facultad de Ciencias Físicas
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



**ESPECTROMETRIA DE ELECTRONES:
APLICACION A LA DETERMINACION DE
COEFICIENTES DE CONVERSION
INTERNA**



N.º REGISTRO 19052

Juan Carlos Gómez del Campo Bravo
Madrid, 1992

**Este es un facsímil autorizado y ha sido reproducido
por el Servicio de Reprografía de la Editorial
de la Universidad Complutense de Madrid en 1992**

Colección Tesis Doctorales. N.º 394/92

X-53-078296-9

© Juan Carlos Gómez del Campo Bravo

Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía.
Escuela de Estomatología. Ciudad Universitaria.
Madrid, 1992.

Ricoh 3700.

Depósito Legal: M-38521-1992



La Tesis Doctoral de D.
.....JUAN CARLOS GOMEZ DEL CAMPO BRAVO.....
Titulada Espectrometría de electrones.: Aplicación a la
...determinación de coeficientes de conversión interna.
Director Dr. D. JUAN ANTONIO CABRERA JIMENEZ.....
fue leída en la Facultad de CC. FÍSICAS.....
de la UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID, el día .24...
dejunio..... de 19 92..., ante el tribunal
constituido por los siguientes Profesores:
PRESIDENTE ..CARLOS SANCHEZ DEL RIO Y SIERRA.....
VOCALMARIA SHAW MARTOS.....
VOCALANTONIO TRAVESI JIMENEZ.....
VOCALISABEL TANARRO ONRUBIA.....
SECRETARIO ..FERNANDO ARQUEROS MARTINEZ.....

.....
habiendo recibido la calificación de APTO. CUM
LAUDE. POR UNANIMIDAD.....

Madrid, a 24 de JUNIO de 1992.

EL SECRETARIO DEL TRIBUNAL.

Universidad Complutense de Madrid
Facultad de Ciencias Físicas

**ESPECTROMETRIA DE ELECTRONES:
APLICACION A LA DETERMINACION
DE COEFICIENTES DE CONVERSION
INTERNA**

Juan Carlos Gómez del Campo Bravo

Tesis Doctoral
1992

Universidad Complutense de Madrid
Facultad de Ciencias Físicas
Dpto. Física Atómica, Molecular y Nuclear

ESPECTROMETRIA DE ELECTRONES: APLICACION A LA DETERMINACION DE COEFICIENTES DE CONVERSION INTERNA

Memoria que presenta

Juan Carlos Gómez del Campo Bravo

Para optar al grado de doctor en
Ciencias Físicas

Director:

Juan Antonio Cabrera Jiménez
Investigador del CIEMAT

Madrid 1992

AGRADECIMIENTOS

Quiero expresar, en primer lugar, mi agradecimiento al Dr. Juan Antonio Cabrera Jiménez por su continuo apoyo y estímulo, sin los que no hubiese sido posible la realización de este trabajo. También quiero agradecer al Profesor José Campos Gutiérrez haber sugerido el tema de esta memoria, así como sus continuas enseñanzas y consejos.

Finalmente quiero expresar mi gratitud a todos los integrantes del departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad Complutense, y de la Unidad de Física Atómica y Láseres del C.I.E.M.A.T., la ayuda y los medios puestos a mi disposición.

INDICE

INTRODUCCION.....	1
CAPITULO I. ELECTRONES DE CONVERSION.....	5
I.1.- ESQUEMAS Y PROCESOS DE DESINTEGRACION.....	6
I.2.- MULTIPOLARIDAD DE LAS TRANSICIONES GAMMA.....	8
I.3.- ELECTRONES DE CONVERSION.....	11
I.3.1.- Introducción histórica.....	12
I.3.2.- El proceso de conversión interna.....	14
I.3.3.- Coeficientes de conversión.....	17
I.3.4.- Métodos experimentales para la obtención de los coeficientes de conversión.....	23
I.4.- OBJETIVOS DE ESTE TRABAJO.....	25
CAPITULO II. ESPECTROMETRIA DE ELECTRONES.....	28
II.1.- PRINCIPIOS BASICOS.....	29
II.2.- ESPECTROMETROS DE ELECTRONES.....	30
II.3.- ESPECTROMETROS MAGNETICOS.....	32
II.3.1.- Relaciones básicas.....	36
II.3.2.- El espectrómetro semicircular.....	38
II.3.3.- Espectrómetro magnético de doble enfoque.....	41
CAPITULO III. DESCRIPCION Y PUESTA A PUNTO DEL ESPECTROMETRO MAGNETICO UTILIZADO EN ESTE TRABAJO.....	53
III.1.- DISEÑO DEL ESPECTROMETRO. CARACTERISTICAS.....	54
III.2.- DISPOSITIVO PARA CREAR EL CAMPO MAGNETICO.....	61
III.3.- SISTEMA DE DETECCION.....	69
III.4.- CALIBRACION.....	70

CAPITULO IV. METODO EXPERIMENTAL.....	80
IV.1.- DETERMINACION DE LAS INTENSIDADES DE LAS LINEAS	
GAMMA.....	81
IV.1.1.- Identificación del fondo del laboratorio.....	83
IV.1.2.- Calibración en energía.....	86
IV.1.1.3.- Calibración de la eficiencia.....	86
IV.2.- OBTENCION DE LAS INTENSIDADES DE LINEAS DE	
ELECTRONES DE CONVERSION.....	101
IV.3.- DETERMINACION DE LOS COEFICIENTES DE CONVERSION	
INTERNA.....	102
IV.4.- OBTENCION DE LAS FUENTES RADIOACTIVAS UTILIZADAS EN	
ESTE TRABAJO.....	104
CAPITULO V.- NUCLEOS ESTUDIADOS.....	109
V.1.- ESTUDIO DE LA DESINTEGRACION DEL ⁷⁷ Br.....	112
V.1.1.- Obtención de la fuente.....	112
V.1.2.- Intensidades de líneas de electrones de	
conversión.....	113
V.1.3.- Intensidades de líneas gamma.....	117
V.1.4.- Coeficientes de conversión interna y	
multipolaridades.....	123
V.2.- ESTUDIO DE LA DESINTEGRACION DEL ¹⁰⁵ Ag.....	126
V.2.1.- Obtención de la fuente.....	126
V.2.2.- Intensidades de líneas gamma y rayos X.....	127
V.2.3.- Relaciones K_{β}/K_{α}	133
V.2.4.- Coeficientes de conversión interna y	
multipolaridades.....	134

V.2.5.-	Coincidencias γ - γ y esquema de niveles.....	141
V.3.-	ESTUDIO DE LA DESINTEGRACION DEL ^{129}Cs	147
V.3.1.-	Obtención de la fuente.....	147
V.3.2.-	Intensidades de líneas de electrones de conversión.....	148
V.3.3.-	Intensidades de líneas gamma.....	151
V.3.4.-	Coefficientes de conversión interna y multipolaridades.....	156
V.4.-	ESTUDIO DE LA DESINTEGRACION DEL ^{131}Ba	160
V.4.1.-	Obtención de la fuente.....	160
V.4.2.-	Intensidades de líneas de electrones de conversión.....	161
V.4.3.-	Intensidades de líneas gamma.....	165
V.4.4.-	Coefficientes de conversión interna.....	172
V.4.5.-	Multipolaridades.....	175
V.4.6.-	Coincidencias γ - γ	181
V.4.7.-	Esquema de desintegración.....	186
V.5.-	ESTUDIO DE LA CADENA DE DESINTEGRACION :	
	$^{149}_{64}\text{Gd} \longrightarrow ^{149}_{63}\text{Eu} \longrightarrow ^{149}_{62}\text{Sm}$	188
V.5.1.-	Obtención de la fuente.....	188
V.5.2.-	Estudio de la desintegración ^{149}Gd	190
V.5.2.1.-	Intensidades de líneas de electrones de conversión.....	190
V.5.2.2.-	Intensidades de líneas gamma.....	193
V.5.2.3.-	Coefficientes de conversión y multipolaridades.....	199
V.5.3.-	Estudio de la desintegración ^{149}Eu	201

V.5.3.1.- Intensidades de líneas de electrones de conversión.....	201
V.5.3.2.- Intensidades de líneas gamma.....	201
V.5.3.3.- Coeficientes de conversión y multipolaridades.....	203
V.5.4.- Estudio de la cadena de desintegración :	
$^{145}_{63}\text{Eu} \rightarrow ^{145}_{62}\text{Sm} \rightarrow ^{145}_{61}\text{Pm} \rightarrow ^{145}_{60}\text{Nd}$	207
CONCLUSIONES	212
BIBLIOGRAFIA	219
APENDICE I.- Proyecto ISO1-6	234
APENDICE II.- Coeficientes de conversión interna de la capa K para transiciones E1, E2, E3, M1, M2 y M3 de los núcleos estudiados.....	239

INTRODUCCION

El desarrollo de los distintos métodos espectrométricos utilizados para el estudio de la emisión gamma y de electrones de conversión interna que producen los núcleos al desexcitarse ha contribuido de forma importante al conocimiento de la estructura nuclear. El análisis de los correspondientes espectros gamma y de electrones de conversión permite obtener valores para muchos parámetros nucleares con gran exactitud. Así uno de los métodos más utilizados para determinar el carácter multipolar de las transiciones nucleares es a través de los correspondientes coeficientes de conversión. Dicho coeficiente expresa la relación entre la probabilidad de emisión de un electrón de la corteza atómica de una determinada capa y la del fotón gamma correspondiente a una transición nuclear. Esta cantidad está relacionada con la energía y la multipolaridad de la transición.

La aplicación de las técnicas espectrométricas de análisis requiere contar con dispositivos de alta resolución y eficiencia que consigan separar adecuadamente las líneas con energías cercanas, obtener su valor con precisión y detectar las emisiones más débiles.

Para el caso del estudio de la radiación gamma los detectores de germanio intrínscico y silicio-litio, permiten determinar con exactitud la energía e intensidad de la línea y, en sus diferentes combinaciones, el análisis de espectros de coincidencias, correlaciones y distribuciones angulares.

Los espectrómetros de electrones, basados en la desviación que experimentan las partículas cargadas al

atravesar distintas configuraciones de campo magnético, han sido utilizados desde hace mucho tiempo para el análisis de los electrones de conversión. Actualmente se utilizan ampliamente los detectores de Si[Li], no obstante el desarrollo que han alcanzado los detectores de semiconductor permite volver a utilizar ventajosamente este tipo de aparatos aprovechando sus características de alta resolución y óptima relación señal ruido. En consecuencia cuando se desea realizar medidas de alta precisión los detectores de semiconductor permiten compensar con sus propiedades la menor eficiencia de detección de los espectrómetros magnéticos respecto a los detectores de Si[Li]. Así su utilización está especialmente indicada en espectrometría beta (principalmente β^+) en presencia de fuerte emisión gamma ó para el análisis de espectros complejos de electrones de conversión.

El objetivo de este trabajo ha sido la puesta a punto de un método experimental para la determinación de espectros de electrones de conversión mediante un espectrómetro magnético de doble enfoque, consiguiendo que el fondo debido a la contribución de la radiación gamma pueda ser considerado practicamente despreciable en la mayor parte de los casos.

En el capítulo I se describe brevemente el proceso de conversión interna así como los procedimientos existentes para calcular los coeficientes de conversión y los diferentes métodos experimentales utilizados para su determinación.

El capítulo II presenta las propiedades de los espectrómetros magnéticos de doble enfoque, deduciendo las

ecuaciones de la imagen y las diferentes elecciones posibles que pueden utilizarse en el diseño del aparato para disminuir las aberraciones del sistema.

La descripción del espectrómetro que ha sido utilizado en este trabajo se presenta en el capítulo III junto con las características del detector de barrera de superficie que se ha instalado. Se describe la respuesta del sistema y el procedimiento empleado para determinar la eficiencia del sistema.

El capítulo IV expone el método experimental utilizado para obtener los coeficientes de conversión que se basa en determinar la intensidad de la emisión gamma y de las líneas de electrones; por lo que es necesario conocer la respuesta en energía y la eficiencia de los detectores de germanio que se han utilizado.

Finalmente el capítulo V presenta los resultados obtenidos en el análisis de los espectros gamma y de electrones de conversión que han permitido determinar las intensidades relativas de las líneas, obtener los coeficientes de conversión y deducir la multipolaridad de las transiciones, contribuyendo a establecer el esquema de niveles de los núcleos estudiados. Los núcleos han sido obtenidos en el separador de isótopos ISOLDE, instalado en el laboratorio del CERN y trasladados a Madrid para su análisis.

CAPITULO I

ELECTRONES DE CONVERSION

I.1.- ESQUEMAS Y PROCESOS DE DESINTEGRACION

Como es bien sabido al producirse una transformación radiactiva el núcleo inicial se desintegra espontáneamente dando lugar a un núcleo diferente y a la emisión de radiación. Esta radiación puede ser en forma de fotones X ó γ , partículas α ó β , neutrones, protones y fragmentos de fisión. Los procesos de desintegración que se presentan con más frecuencia, [1-2], son la emisión α y la emisión β . En el primer caso el núcleo inicial de numero atómico Z y número másico A emite un núcleo de ${}^4_2\text{He}$, con lo que se transforma en un núcleo que corresponde a Z-2 y A-4. La desintegración beta es una transformación nuclear en la que el núcleo inicial emite electrones, positrones o captura un electrón orbital. El espectro beta es continuo y va acompañado de la emisión de un neutrino.

Los diferentes tipos de transformaciones que pueden producirse en un núcleo se representan a través del esquema de desintegración correspondiente. En este esquema se representa el tipo de desintegración que se produce uniendo con una línea el nivel de partida del núcleo original con los posibles niveles que se pueblan en el núcleo que se forma. Si son posibles más de una forma de desintegración se indica el tanto por ciento relativo de cada una de ellas. Como ejemplo en la figura 1 se representa el esquema de una desintegración β indicándose las transiciones que pueden ocurrir desde un mismo estado del núcleo inicial a los estados finales. También se

señala la razón de ramificación que indica cual es la probabilidad relativa de cada rama de desintegración que se produzca, así como los valores de la energía, el spin y la paridad de los niveles.

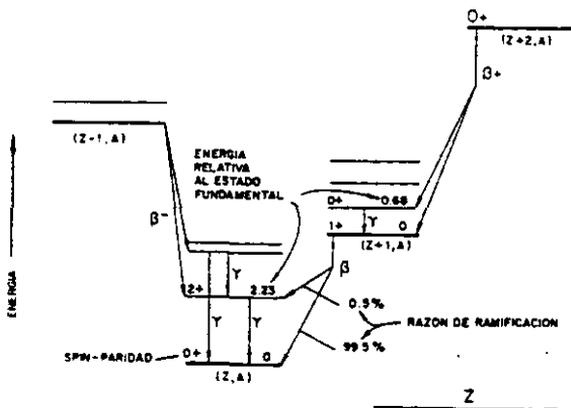


Fig.1.- Proceso de desintegración β .

Los estados nucleares excitados se desexcitan mediante transiciones a estados de energía más bajos. La representación detallada de las transiciones que se produzcan en un núcleo se realiza mediante el correspondiente diagrama de niveles en el que se especifican el tipo de transición junto con otros datos como son las energías de los niveles, su vida media y su spin y paridad. También se representan propiedades de la emisión como la energía de la transición, la multipolaridad y la probabilidad de emisión.

Estos datos nucleares se encuentran recopilados en tablas, [3-5], que están basadas en los datos publicados por los diferentes autores. Los núcleos aparecen ordenados por orden de su número másico y subdivididos por el número atómico. Para cada caso se presenta la cadena de desintegración a través de la cual se produce el núcleo en cuestión junto con el esquema completo de niveles que corresponda.

La recopilación de datos nucleares más recientes esta recogida en "Tables of Radioactive Isotopes", cuya última edición fue publicada en 1986. Recopilaciones de datos nucleares, experimentales y teóricos, conteniendo los esquemas de desintegración, la energía de las transiciones que se producen, y valores de las probabilidades de transición se publican regularmente en "Nuclear Data Sheets", revista publicada por el "Nuclear Data Center", (Brookhaven National Laboratory, Estados Unidos). Periódicamente esta revista revisa, evalúa y actualiza los datos publicados para cada núcleo. También es posible consultar estos datos mediante acceso a través de ordenador a los ficheros correspondientes. Estos ficheros están situados en diferentes laboratorios nacionales que forman parte de la red de datos nucleares.

I.2.- MULTIPOLARIDAD DE LAS TRANSICIONES GAMMA

La diferencia de energía entre los estados inicial y final de una transición aparece como emisión de un fotón gamma

o se transfiera a un electrón de la corteza atómica en el proceso de conversión interna, que se describe más adelante. Mediante emisiones sucesivas de fotones gamma y de electrones de conversión el estado nuclear excitado llega al nivel fundamental que puede ser estable o desintegrarse a su vez poblando los estados de un nuevo núcleo.

Las emisiones gamma están caracterizadas por su energía, probabilidad de transición y multipolaridad. Estas propiedades dependen de las funciones de onda de los estados nucleares entre los que se produce la transición y de los operadores que describen la transición electromagnética, [6-8].

La energía del gamma emitido será igual a la diferencia de energías que exista entre los niveles nucleares menos la energía de retroceso del núcleo. Cuando se emite el gamma el núcleo debe moverse en dirección opuesta con una velocidad tal que su momento sea igual al del gamma emitido. En general como la masa del núcleo es muy superior a la del gamma la energía de retroceso puede considerarse despreciable.

Cada uno de los estados asociados a la transición gamma tendrá un momento angular de spin y una cierta paridad. El gamma se emitirá con un spin y un momento angular L de manera que en la transición se conserve la paridad. Si el estado inicial tiene un spin J_i y paridad Π_i , la transición a un estado final de spin J_f y paridad Π_f verifica

$$\begin{aligned} J_i &= J_f + L \\ \Pi_i &= \Pi_f \cdot \Pi \end{aligned} \quad (I.1)$$

$$|J_f - L| \leq J_i \leq J_f + L$$

siendo Π la paridad del operador correspondiente a la transición.

Si un estado tiene $J = 0$ el gamma emitido tendrá un momento angular igual al J del otro estado. Cuando $J_i = J_f = 0$ no existe transición gamma ya que el fotón debe tener al menos una unidad de momento angular. Si los dos estados tienen la misma paridad se tendrá que la paridad del operador será $\Pi = +1$ y si son de distinta paridad $\Pi = -1$.

La probabilidad de transición electromagnética se calcula mediante un desarrollo en términos multipolares, [6-8]. La contribución de los términos multipolares de orden más bajo compatibles con las reglas de selección son las que dominan la transición. Los diferentes términos del desarrollo se distinguen por el carácter eléctrico, E, o magnético, M, de la transición y por el momento angular de la multipolaridad emitida. Cuando $L = 1$ la transición será dipolar E1 ó M1, si $L = 2$ cuadrupolar E2 ó M2, y así sucesivamente. Las transiciones E1, M2, E3 corresponden a cambio de paridad y las de carácter M1, E2, M3 a transiciones que ocurren sin cambio de paridad.

Se pueden obtener expresiones analíticas sencillas [6] para las probabilidades de transición por emisión gamma para

el caso de núcleos considerando potenciales con simetría esférica en función del número másico, el orden multipolar de la transición y la energía del gamma emitido.

Analizando la respuesta del núcleo a la emisión electromagnética, o a la interacción con fotones y haces de electrones es posible determinar propiedades de la estructura nuclear. La dispersión de electrones por el núcleo, la excitación de Coulomb, las reacciones fotonucleares, la emisión gamma y de electrones de conversión junto con otros procesos proporcionarán información sobre el núcleo a través del análisis de la interacción electromagnética, ya que es un proceso bien conocido y su dependencia con las cargas y corrientes eléctricas del núcleo se puede calcular en primer orden de perturbaciones. Las técnicas de espectroscopía gamma y de electrones de conversión permiten obtener información sobre los estados inicial y final entre los que se desarrolle la transición. Así se podrán determinar números cuánticos de los estados nucleares como la energía, el momento angular orbital y la paridad midiendo las variables correspondientes y utilizando las reglas de selección establecidas para estas cantidades.

I.3.- ELECTRONES DE CONVERSION

Un nivel nuclear puede estar en un estado excitado por haberse producido la desintegración radiactiva del núcleo, con emisión de una partícula alfa o beta, o como resultado de una

reacción nuclear. Como se ha dicho las transiciones electromagnéticas ocurrirán a través de dos procesos. La emisión de fotones gamma y la emisión de un electrón de la corteza atómica a través de la conversión interna. Este segundo proceso ocurre como resultado de la interacción electromagnética entre el campo del núcleo y los electrones atómicos, convirtiéndose la energía de excitación nuclear en energía cinética de los electrones. La descripción cuántica del proceso de conversión establece que no se trata de la emisión de un gamma por el núcleo que se reabsorbe luego por los electrones, en un proceso de tipo fotoeléctrico, sino que es un proceso independiente que causa la desexcitación directa del nivel de que se trate.

La conversión interna de la energía de excitación del núcleo en energía cinética de un electrón orbital da lugar a la aparición en el espectro de líneas de electrones que corresponden a valores de energía bien definidos.

I.3.1.- Introducción histórica

Los experimentos que identificaron correctamente la emisión de electrones de conversión y establecieron su origen, se desarrollaron a principios de siglo permitiendo establecer las bases para el desarrollo de la explicación teórica del proceso dentro del marco de la mecánica cuántica.

A finales del siglo pasado, en 1896, H. Becquerel descubrió el fenómeno de la radiactividad, despertando el

interés de gran número de investigadores para determinar las características del proceso y encontrar su explicación. Poco después, en 1899, E. Rutherford demostró que existían tres tipos de emisión radiactiva, alfa, beta y gamma, y al poco tiempo, que según el tipo de emisión que emitiese un elemento se transformaba en otro.

Los estudios sobre la emisión beta permitieron determinar que estaba formada por electrones que se emitían con una distribución continua desde un valor cero a un cierto valor máximo que dependía del núcleo de que se tratara.

Para determinar la velocidad con que se emitían estos electrones L. Meitner y O. Hahn estudiaron la emisión utilizando el primer espectrómetro magnético, construido por O. von Baeyer en 1910, que se basaba en desviar la trayectoria de las partículas con un campo magnético y recoger la emisión en una placa fotográfica. Como resultado [9] descubrieron la existencia de un espectro de líneas en la radiación beta. Poco después, en 1914, J. Chadwick demostró que los electrones emitidos por el núcleo daban lugar a un espectro de emisión continuo.

Los experimentos parecían indicar la existencia de dos tipos de espectros de electrones, uno formado por líneas discretas y otro continuo por lo que se trataría de decidir si esta situación era cierta y no estaba causada por problemas de resolución en el dispositivo experimental. Por otro lado habría que determinar la procedencia de estos electrones, ¿eran emitidos por el núcleo o procedían de las capas

electrónicas ?. Con este objetivo L. Meitner y O. Hahn realizaron una serie de experimentos publicados alrededor de 1922, mejorando la resolución con que se obtenían los espectros mediante el espectrómetro que había desarrollado J. Danysz en 1911. En este tipo de espectrómetro los electrones inciden en el detector, constituido por una placa fotográfica, después de recorrer una trayectoria de 180° en un campo magnético uniforme. De esta forma se consigue focalizar los electrones emitidos por la fuente por lo que las líneas aparecen en el espectro bien definidas sobre el fondo existente y con mayor resolución que en experimentos anteriores. Los resultados permitieron [9] a L. Meitner establecer una clara separación entre ambos procesos. Las líneas de electrones que aparecen en el espectro son debidas a la emisión por la capa electrónica del núcleo formado como resultado de la desintegración y corresponden a la desexcitación de los estados nucleares. El espectro continuo corresponde a los electrones emitidos por el núcleo original.

I.3.2.- El proceso de conversión interna

La interacción electromagnética entre un núcleo excitado y un electrón atómico da lugar a la emisión de un electrón de forma que la energía de la excitación nuclear E_γ se convierte internamente en la energía cinética del electrón emitido de manera que

$$T = E_{\gamma} - B_i \quad (I.2)$$

donde B_i es la energía de ligadura del electrón en la capa $i = K, L_{I,II,III}, M_{I,\dots,V}, \dots$. Por tanto en el espectro de electrones para cada transición gamma aparecerá una línea que corresponderá a las diferentes energías de enlace del electrón en cada orbital atómico. Las líneas electrónicas del espectro de conversión se suelen designar por la energía de la transición, y la letra $K, L_{I,II,III}, M_{I,\dots,V}$ que indica la correspondiente capa. En la figura 2 se presenta el espectro obtenido en este trabajo para el ^{137}Cs observándose las líneas de electrones de conversión para las capas K y $L-M$ asociadas con la transición de 661.6 keV.

La probabilidad de transición electromagnética vendrá dada por

$$P_i = P_{\gamma} + \sum P_{e,i} \quad (I.3)$$

es decir como la suma de la probabilidad de emisión de un gamma más la probabilidad de emisión de un electrón de la capa i . Como ambos procesos son independientes la vida media de un estado nuclear excitado se verá afectada por la presencia de electrones atómicos en las cercanías del núcleo. Según el caso la conversión interna será más importante que la emisión gamma en la desexcitación del nivel o la emisión de electrones será despreciable frente a la emisión de rayos gamma.

Los electrones de conversión proporcionan información

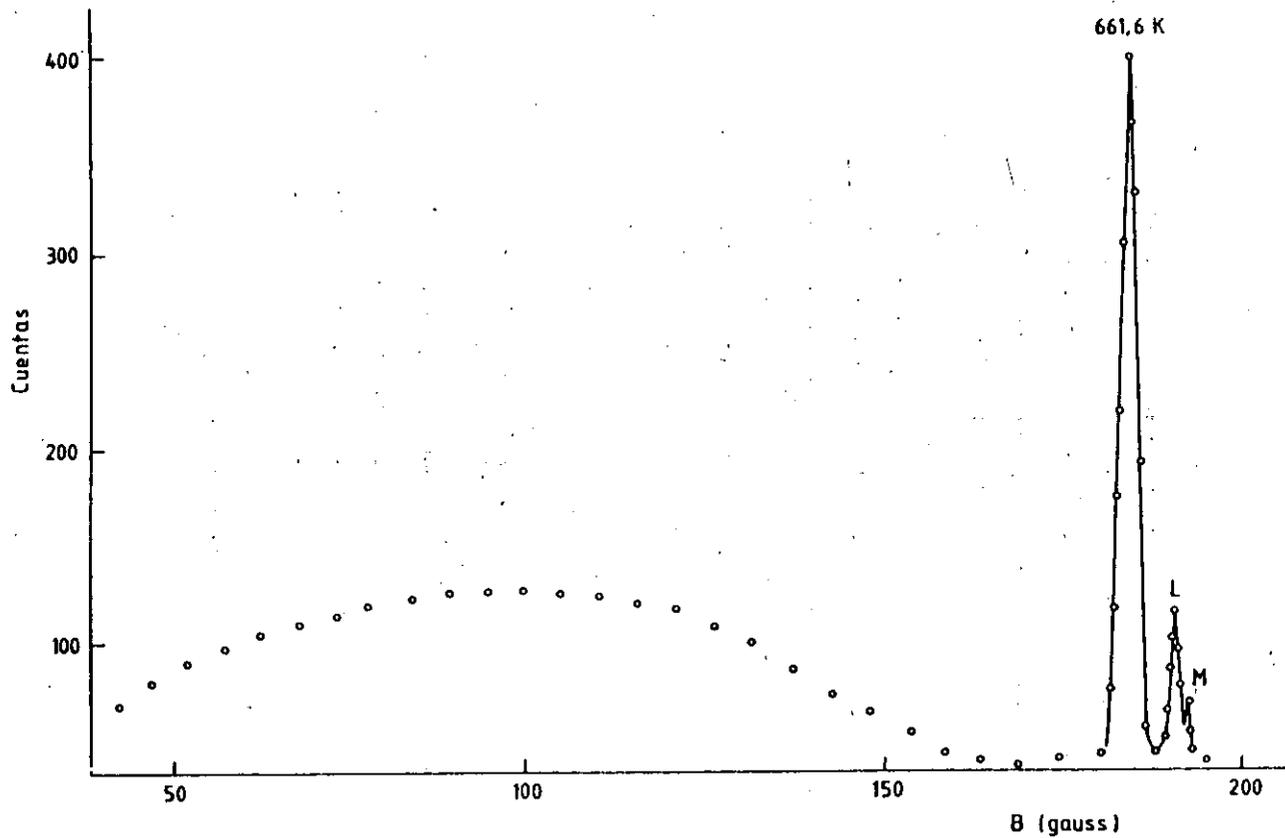


Fig. 2.- Espectro β del ^{137}Cs .

complementaria a la de los fotones gamma sobre las transiciones. Como caso particular las transiciones E0 con $J = 0$ y $\Pi = +1$ están permitidas para emisión de electrones aunque sean prohibidas para emisión gamma.

I.3.3 - Coeficientes de conversión

Se define el coeficiente de conversión interna [10-12] como

$$\alpha = \frac{P_e}{P_\gamma} \quad (I.4)$$

es decir la relación entre la probabilidad de emisión de electrones respecto a la de rayos gamma. Análogamente a este coeficiente de conversión interna total se pueden definir coeficientes de conversión parciales para cada una de las capas o subcapas atómicas en la forma

$$\begin{aligned} P_t &= P_\gamma + P_{e,K} + P_{e,L} + P_{e,M} + \dots \\ &= P_\gamma (1 + \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots) \end{aligned} \quad (I.5)$$

por lo que

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (I.6)$$

Una expresión analítica sencilla para la probabilidad de

transición electromagnética se puede obtener mediante las funciones de onda que corresponden al caso de un núcleo con potencial de simetría esférica que conduce a las denominadas expresiones de Weisskopf [6] que proporcionan las probabilidades de transición, eléctrica o magnética, en función del orden multipolar, el número másico del núcleo y la energía de emisión del rayo gamma.

En el caso de la conversión interna el campo multipolar no produce la emisión de un fotón sino que interacciona con los electrones atómicos y se emite un electrón de la corteza. El proceso se puede calcular en el caso no relativista a partir de la probabilidad de transición [12] que viene dada por

$$P = 2 \pi |\langle \Psi_f | H_{int} | \Psi_i \rangle|^2 \rho(E) \quad (I.7)$$

donde $\rho(E)$ es la densidad de estados finales y H_{int} es la energía de interacción entre el núcleo y los electrones. Para transiciones multipolares eléctricas el campo electromagnético será el campo coulombiano existente cerca del núcleo y en el caso de transiciones magnéticas el campo creado por la distribución de las corrientes nucleares expresadas por la ley de Ampere. El elemento de matriz de la interacción se calcula en función de los armónicos esféricos que describen el campo. El estado inicial vendrá dado por $\Psi_i = \sum_{M^i} \psi_{iM^i}$, es decir el producto de la función de onda que representa el estado nuclear excitado por la del electrón ligado a un átomo con Z

electrones, y el estado final $\Psi_f = \Phi_{fN} \Psi_{f_e}$ será la función de onda correspondiente a un estado nuclear de energía más baja que el inicial por la función que representa a un estado de $Z-1$ electrones y un electrón que escapa del átomo que se representa por una onda plana. El operador multipolar es el mismo que en el caso de la emisión gamma por lo que la parte nuclear del elemento de matriz, la correspondiente a $\Psi_{iN} \Psi_{fN}$ es idéntica que para la emisión del gamma. Por tanto el coeficiente de conversión que es el cociente entre ambas probabilidades no dependerá de los detalles de la estructura nuclear.

En esta región cercana al núcleo la energía de la transición es mucho mayor que la energía de enlace del electrón en la capa K y las expresiones que se obtienen [6,10-12] de los coeficientes de conversión para el caso de transiciones eléctricas, EL, y magnéticas, EM, son

$$\alpha (EL) = \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 \hbar c} \right)^4 \left(\frac{2 m_e c^2}{E} \right)^{L+5/2} \quad (I.8)$$

$$\alpha (ML) = \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{e^2}{4 \pi \epsilon_0 \hbar c} \right)^4 \left(\frac{2 m_e c^2}{E} \right)^{L+3/2}$$

donde Z es el número atómico del átomo en que se produce la conversión es decir el que se produce en la desintegración, n

el número cuántico principal del electrón ligado, E la energía de la transición y L su multipolaridad.

A partir de estas expresiones simplificadas se pueden deducir las siguientes propiedades generales para los coeficientes de conversión

- crecen como Z^3 de manera que la conversión interna es más importante en el caso de núcleos pesados que ligeros.

- decrecen rápidamente al aumentar la energía de la transición. Esto hace que para energías altas el valor de los coeficientes de conversión para los casos de transiciones eléctricas y magnéticas es muy parecido.

- crecen rápidamente al aumentar el orden multipolar de manera que para valores de L altos la emisión de un electrón de conversión será más probable que la emisión de un rayo gamma.

- decrecen como $1/n^3$, para $n > 1$, luego para una misma transición se tendrá la relación

$$\alpha_K / \alpha_L \approx 8$$

La figura 3 presenta la variación con la energía de los coeficientes α_K para distintas multipolaridades en el caso de $Z = 34$, que corresponde al núcleo de ^{77}Se estudiado en este trabajo.

Las expresiones obtenidas para los coeficientes de conversión son aproximadas ya que el electrón debe ser tratado como una partícula relativista. Además se ha considerado el núcleo puntual y para el caso de emisión de electrones de capas superiores a la capa K hay que tener en cuenta el

Capa K

Z = 34

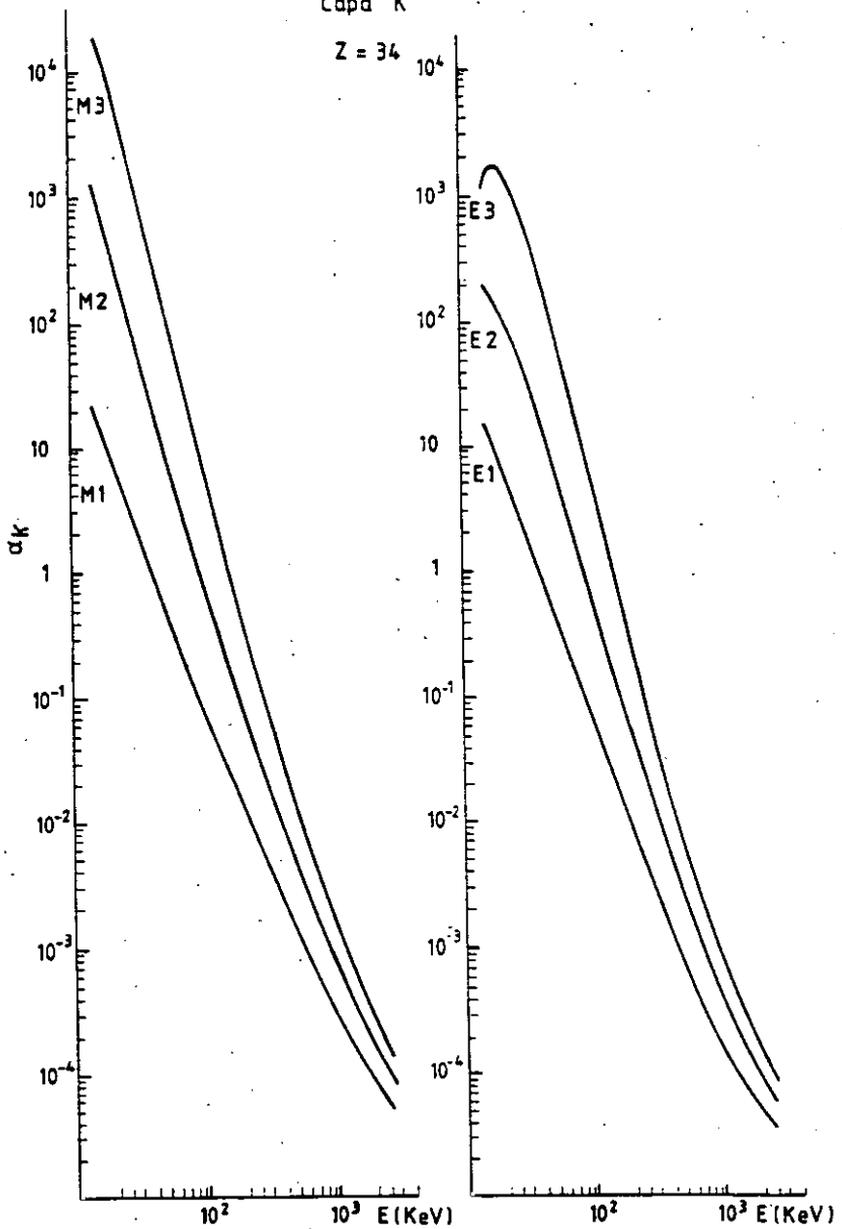


Fig.3.- Variación del coeficiente de conversión α_K con la energía y la multipolaridad de la transición.

apantallamiento del potencial de Coulomb por los electrones de las capas inferiores.

La descripción general del proceso de conversión interna debe tratarse como un proceso de segundo orden en el marco de la electrodinámica cuántica en el que el núcleo y el electrón intercambian un fotón [10,12]. El sistema ha tener en cuenta estará formado por el núcleo, los electrones de las capas que intervengan en la transición y el campo de radiación cuantificado.

La determinación experimental de la relación existente entre las intensidades de las líneas de conversión $K/L_{I,II,III}$, L_I/L_{II} , L/M ó de los coeficientes de conversión permitirá obtener información sobre el carácter eléctrico o magnético de la transición y el orden de multipolaridad. Para ello será necesario disponer de cálculos teóricos que proporcionen los coeficientes de conversión para las diferentes multipolaridades posibles en un amplio rango de energías de manera que sea posible la comparación con los valores experimentales.

Estos valores estan recopilados en tablas de coeficientes de conversión [13-15] que han sido calculados en base a distintos modelos. Estas tablas especifican los valores de los coeficientes para las distintas capas, los diferentes órdenes de multipolaridad y el carácter eléctrico o magnético de la transición en función de la energía de los electrones.

1.3.4.- Métodos experimentales para la obtención de los coeficientes de conversión interna

La importancia del estudio experimental de determinar los coeficientes de conversión interna radica en la información que pueden proporcionar respecto a la multipolaridad y al cambio de paridad que se produce en las transiciones nucleares.

Los coeficientes de conversión interna se determinan llevando a cabo medidas absolutas de la intensidad de la radiación γ y de los electrones de conversión por medio de detectores de semiconductor y mediante espectrómetros magnéticos, respectivamente.

Los diferentes métodos existentes [16-17] para determinar experimentalmente los coeficientes de conversión interna se basan en medir dos de las tres cantidades siguientes : la probabilidad de emisión de electrones de conversión, la probabilidad de emisión de rayos γ y la probabilidad total de la transición $P_e + P_\gamma$.

Para el estudio de los datos experimentales de transiciones electromagnéticas se necesita disponer de cálculos teóricos fiables de coeficientes de conversión para las distintas multipolaridades y tipo, eléctrico o magnético, de la transición.

Los coeficientes de conversión se obtienen a partir de los resultados experimentales utilizando distintos cálculos numéricos que tienen en cuenta diferentes modelos [11,13-15].

Por ejemplo el tamaño finito del núcleo hay que considerarlo en la región $r < r_p$, por lo que la función de onda electrónica no corresponde a un átomo con núcleo puntual [12]. Estas correcciones sobre el tamaño finito del núcleo son del orden de menos del 10% y fueron incorporadas en las tablas de Sliv y Band [14] y Rösler et al. [15].

Los valores de α dependen de la carga del núcleo que se desintegra, de la energía de la transición nuclear, de la capa atómica a la que pertenece el electrón emitido y de la multipolaridad y paridad de la transición nuclear. El conocimiento de los coeficientes de conversión es una de las herramientas más útiles para la determinación de la paridad y multipolaridad de las transiciones nucleares así como para la construcción de los esquemas de desintegración.

Como indicamos anteriormente los coeficientes de conversión dependen de las propiedades atómicas de los electrones y no de la estructura nuclear. Aunque estas propiedades pueden calcularse con precisión, se basan en ciertos modelos que producen variaciones en el valor calculado y además utilizan métodos numéricos por lo que se presentan incertidumbres en los resultados de los distintos autores [10-15].

Rösler et al. [15] toman, para el cálculo de α , un modelo que se basa en aplicar la teoría de perturbaciones en segundo orden, suponer tamaño nuclear finito del núcleo sin términos de penetración e incluir apantallamiento por el potencial electrónico autoconsistente en el caso del átomo neutro.

Otros modelos toman diferentes aproximaciones como base de los cálculos o para los métodos de interpolación y control de inestabilidades numéricas. Así los distintos autores, [11-15] utilizan diferentes términos para el apantallamiento atómico que incluyen, o no, términos de penetración y términos perturbativos de orden superior.

Se han utilizado, en este trabajo, las tablas de Rösler et al. [15] ya que incluyen átomos con cargas nucleares entre $Z = 30$ y $Z = 104$ y multipolaridades de los cuatro órdenes más bajos, tanto eléctricas como magnéticas. Los coeficientes de conversión tabulados por estos autores corresponden al margen de energías entre 2 keV - 5 MeV para la capa K y entre 2 y 1.5 MeV para las demás capas.

I.4.- OBJETIVOS DE ESTE TRABAJO

En relación con los procesos nucleares citados se hace inevitable preguntarse qué tipo de experimentos se pueden hacer para determinar sus parámetros característicos y qué clase de información nos darán tales experimentos sobre el núcleo.

Además de las técnicas utilizadas para investigar el número de nucleones del núcleo, sus dimensiones y las densidades nucleares, puede deducirse información muy valiosa a cerca de la estructura de los estados nucleares mediante el estudio de las radiaciones emitidas por núcleos inestables: la emisión gamma, rayos X y los electrones de conversión. Este

estudio experimental proporcionará información sobre las energías, los spins y paridades de los distintos estados nucleares, que junto con técnicas de coincidencias permitirán determinar el esquema de niveles de un núcleo.

Paralelamente al trabajo experimental sobre el estudio de los procesos nucleares, se ha incrementado el desarrollo de los instrumentos utilizados en espectrometría nuclear. Para la espectrometría γ se han desarrollado detectores basados en cristales de semiconductores con alta pureza que permiten obtener una elevada resolución con gran sensibilidad. Los electrones requieren para su detección un sistema que permita recoger la mayor cantidad posible de las partículas emitidas por la fuente radiactiva, y que además permita diferenciar el tipo de emisión detectada y seleccionar las distintas zonas energéticas para el análisis de las líneas de conversión interna que se produzcan. Dispositivos eficaces para este análisis son los espectrómetros magnéticos y dentro de estos el denominado espectrómetro magnético de doble enfoque.

El objetivo de este trabajo ha sido la instalación, calibración y puesta a punto de un espectrómetro magnético de doble enfoque. Este espectrómetro ha sido cedido a la cátedra de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad Complutense de Madrid como parte del proyecto de investigación ISOL-6 suscrito con la colaboración ISOLDE del CERN (Ginebra) (Apéndice I). En el separador de isótopos ISOLDE han sido obtenidas las fuentes radiactivas utilizadas para la determinación de coeficientes de conversión interna.

En los capítulos siguientes se describen los fundamentos teórico del espectrómetro magnético de doble enfoque así como su funcionamiento. También se muestran las técnicas utilizadas en este trabajo para la determinación de las curvas de eficiencia y calibración, sin las que sería imposible analizar los espectros de electrones de conversión obtenidos con este espectrómetro ya que dichos espectros han de sufrir determinadas transformaciones antes de estar listos para su análisis.

La determinación experimental de coeficientes de conversión a través de la medida de las intensidades de las líneas de electrones y de las transiciones gamma proporciona un método de evaluación de los distintos modelos nucleares existentes. Los núclidos objeto de estudio en este trabajo se encuentran cerca de una zona interesante, $150 \leq A \leq 186$ y $A \geq 222$, donde se utilizan datos experimentales para establecer la validez de los modelos utilizados para describir los núcleos medios o pesados.

CAPITULO II

ESPECTROMETRIA DE ELECTRONES

II.1. - PRINCIPIOS BASICOS

Para el análisis de los electrones emitidos por una fuente radiactiva deberán seleccionarse mediante un espectrómetro los electrones de las distintas energías que se emiten en todas direcciones. Un espectrómetro magnético está formado [1,2] por una rendija de entrada que selecciona espacialmente la emisión de la fuente y un dispositivo que permita que solo los electrones con una cierta energía lleguen a la rendija de salida donde estará situado el detector. Como solo una parte de los electrones emitidos por la fuente pasarán a través de las rendijas del espectrómetro, se define el ángulo sólido Ω del espectrómetro como el tanto por ciento de la esfera total determinado por la geometría del sistema.

Pero no todos los electrones pasan a través de la rendijas del detector aunque tengan el momento adecuado, debido a distintos procesos de pérdidas. La relación entre todos los electrones que abandonan la fuente y los que son contados en el detector es la transmisión T del espectrómetro.

Debido a las posibles aberraciones esféricas existentes en el sistema, es decir a la falta de enfoque perfecto, las líneas electrónicas aparecen en el espectro con una cierta anchura. Esta anchura corresponde a una cierta dispersión en el momento de los electrones y se suele caracterizar por la anchura a semialtura de la línea, la anchura relativa $\Delta(B\rho)/B\rho$ es un valor constante para cada espectrómetro de geometría determinada y es una medida de la resolución que alcanza y que

se expresa, normalmente, en tanto por ciento. En ciertos casos se utiliza la anchura en la base de la línea $\Delta^*(B\rho) \approx 2\Delta(B\rho)$, para determinar la resolución medida en la base de la línea.

La relación entre la trasmisión, T , y el poder de resolución R (que para muchos espectrómetros es ≈ 1), constituye una medida de su calidad "óptica". Para tener en cuenta el tamaño de la fuente se utiliza la luminosidad Λ , que se expresa en cm^2 y se define como el producto del ángulo sólido del espectrómetro por el área de la fuente.

Otra magnitud relacionada con la resolución y las dimensiones relativas del espectrómetro y la fuente, es la dispersión v que proporciona el cambio en posición de la imagen óptica del electrón cuando el producto $B\rho$ cambia, es decir $dx/d(B\rho)$.

II.2.- ESPECTROMETROS DE ELECTRONES

La espectrometría de electrones consiste en la determinación del espectro de energías, o de momentos, que corresponde a los electrones emitidos. Una primera clasificación de los espectrómetros se puede hacer en función de la naturaleza del campo [1,2] que utilizan en : espectrómetros magnéticos y electrostáticos. Dentro de cada uno de estos grupos existen distintos diseños en los que mediante combinaciones de la simetría del campo utilizado y la disposición de la fuente y el detector, se trata de recoger la mayor parte de la emisión producida y analizarla con la mayor

resolución posible.

Los espectrómetros electrostáticos seleccionan la intensidad de los electrones según sea su energía cinética. Son muy empleados en la región de bajas energías donde permiten alcanzar valores de resolución y transmisión elevados. El diseño más sencillo, y uno de los primeros [2] que se utilizó para determinar la energía cinética de un haz de partículas cargadas, se basa en producir un campo electrostático de manera que frene a los electrones incidentes. De esta forma solo aquéllos que tengan una cierta energía llegan a la zona donde está el detector. Este tipo de espectrómetros proporciona la intensidad de las partículas emitidas por la fuente desde un cierto valor, que corresponde al campo de frenado, hasta la energía máxima con que los electrones sean emitidos. Esta limitación se evita mediante los espectrómetros deflectores [3] que se basan en el cambio de trayectoria que experimenta un electrón, según sea el valor de su energía cinética, al entrar en un campo electrostático. Los diferentes tipos se clasifican por la forma del campo : uniforme, de simetría esférica, simetría cilíndrica..... Las propiedades del espectrómetro dependerán de la distribución de campo que exista en su interior, que se puede calcular, en principio, a partir del potencial aplicado en los electrodos, y de la geometría y dimensiones de la fuente. La energía se selecciona por el valor del potencial aplicado y por la forma y distancia entre los electrodos, que solo permiten que los electrones de una cierta energía describan una trayectoria de

radio comprendido dentro del espacio definido por las rendijas de entrada y salida y por la separación entre los electrodos.

Para el estudio de la emisión de electrones de conversión los espectrómetros electrostáticos presentan la dificultad de como conseguir la diferencia de potencial necesaria para seleccionar electrones que tienen energías cinéticas muy elevadas. La diferencia de potencial que se aplica es proporcional a la energía de enfoque, por lo que se necesitarían ordenes de magnitud elevados para poder enfocar electrones con energías comprendidas entre cientos de keV y varios MeV, que son las que corresponden a las transiciones nucleares. Esto implica la utilización de campos eléctricos elevados y por tanto limitaciones en la distancia entre electrodos. Por esta dificultad los espectrómetros que mayor aplicación han tenido para los estudios de fenómenos nucleares, como la desintegración beta, han sido los espectrómetros magnéticos. Como comparación un electrón describe una trayectoria con el mismo radio de curvatura en un campo magnético de 100 gauss que en un campo eléctrico de 300000 V/cm.

II.3.- ESPECTROMETROS MAGNETICOS

Los espectrómetros magnéticos se basan en el cambio de trayectoria que experimenta una partícula cargada al atravesar un campo magnético. Esta desviación depende del momento del electrón y de la intensidad del campo que hace que el electrón

describa una órbita circular. El principal objetivo del diseño de un espectrómetro será disponer de un aparato que recoja en la mayor medida posible los electrones emitidos y conseguir un máximo de resolución que permita identificar adecuadamente la energía de la transición. Otros factores a tener en cuenta como son la anchura de la fuente emisora, el tipo del detector empleado y su apantallamiento para disminuir el fondo causado por otros tipos de radiación que se produzcan en la fuente, junto con las dificultades prácticas que hay que resolver para crear un campo magnético y conocer su distribución en el espectrómetro, influirán también en la respuesta del sistema.

La primera determinación de las energías con que se emiten las partículas beta mediante la desviación de su trayectoria en un campo magnético fue realizada en 1910 [1,4] empleando el llamado "método de desviación directa". La radiación beta emitida por una fuente radiactiva pasaban a través de una rendija y, después de recorrer una distancia arbitraria en un campo magnético en dirección perpendicular, se recogía en una placa fotográfica situada con su superficie de cara a la fuente y a la rendija. De esta manera se detectó la existencia de líneas de electrones con energías bien definidas en el espectro continuo de energías de la radiación beta, a pesar de que la transmisión y el poder de resolución del dispositivo eran muy pobres ya que no se utilizaba ningún método de enfoque del haz. La acción del campo magnético sobre la radiación para obtener su espectro es equivalente a la de un prisma y una lente sobre la radiación luminosa en un

espectrómetro óptico. Este sistema tiene el inconveniente de que la imagen es siempre más ancha que la rendija por lo que la imagen de una radiación monocromática no es una línea estrecha. La búsqueda de soluciones a este problema llevó al desarrollo de otros tipos de espectrómetros magnéticos que pueden clasificarse en planos [1,4] y helicoidales o de lentes magnéticas [1,5-6]. En los del primer grupo la fuente emisora, la trayectoria central de los electrones y el detector están en el plano perpendicular al campo, de forma que las líneas de fuerza son perpendiculares a la trayectoria. En el segundo grupo la fuente, la trayectoria central y el detector son simétricos respecto al campo por lo que la trayectoria es helicoidal.

Los diferentes tipos de espectrómetros tratan de conseguir el enfoque de las partículas, es decir que trayectorias del electrón que difieren un ángulo muy pequeño al salir de la fuente lleguen al mismo punto después de atravesar el campo magnético.

El espectrómetro magnético plano se basa en una idea sugerida en 1911 por J. Danysz. Es bien sabido que si un punto de un círculo gira un ángulo infinitesimal el punto diametralmente opuesto se desplaza a lo largo de la tangente. Así dos trayectorias que salgan del mismo punto se encontrarán después de recorrer 180° en el campo. Este es el principio del enfoque semicircular que se realiza en el plano horizontal y cuyo funcionamiento es análogo al espectrómetro óptico formado por un prisma de caras cilíndricas. Al no existir enfoque en

el plano vertical la imagen sufre una cierta dispersión en esta dirección, es decir, aparece un astigmatismo en la imagen.

Los espectrómetros magnéticos helicoidales utilizan la propiedad de enfoque de un campo magnético con simetría axial sobre los electrones que parten de una fuente situada en su eje. El campo hace el papel de una lente convergente y la trayectoria de los electrones es una hélice cilíndrica con su eje paralelo a la dirección del campo. La idea de utilizar lentes magnéticas en espectroscopía beta fue propuesta [4,5] en 1924 por P. Kapitza y realizada poco después por R.A.R. Tricher. Estos espectrómetros helicoidales tienen formas y tamaños muy variados, según el campo sea o no uniforme y el tamaño y forma de las bobinas que crean el campo.

Los distintos tipos de espectrómetros magnéticos [1-8] vendrán caracterizados por su transmisión y por su resolución ya que indican en qué forma el diseño utilizado recoge el máximo de la radiación emitida por la fuente y su capacidad para separar líneas correspondientes a energías muy próximas.

El desarrollo más importante en este campo se produce en 1946 al introducir K. Siegbhan [9, 10] la idea del espectrómetro de doble enfoque. Este diseño combina propiedades de enfoque de los sistemas anteriores utilizando un campo magnético inhomogéneo de simetría cilíndrica. Los electrones recorren una trayectoria perpendicular a las líneas del campo experimentando un enfoque en las direcciones radial y axial.

II.3.1.- Relaciones básicas

Los espectrómetros magnéticos se basan en que un electrón, de carga e y velocidad \vec{v} , moviéndose en un campo magnético homogéneo B cuyas líneas de fuerza son perpendiculares a la dirección de movimiento, describe una trayectoria circular con un radio de curvatura ρ dado por

$$Bev = mv^2/\rho \quad (II.1)$$

donde e es la carga del electrón y $m = m_0 / [1 - (v^2/c^2)]^{1/2}$ siendo m_0 la masa en reposo del electrón.

Esta ecuación puede escribirse en la forma

$$p = mv = eB\rho \quad (II.2)$$

En la espectrometría de electrones se suele expresar el momento de un electrón por medio del producto $B\rho$, denominado rigidez magnética. Esta relación indica qué intensidad de campo magnético y qué dimensiones del aparato se necesitan para analizar electrones de cierta energía en un determinado sistema experimental. Como es evidente el uso de coordenadas de momentos en lugar de las de energía en los espectrómetros magnéticos se debe a que el momento del electrón es proporcional al campo magnético del espectrómetro, es decir a la intensidad de la corriente que se utiliza para crear el

campo.

La anchura relativa medida a la semialtura de las líneas electrónicas, $\Delta(B\rho)/B\rho$, que determina la resolución, es una constante en un espectrómetro magnético con una determinada geometría, por lo que las líneas espectrales se irán ensanchando a medida que aumente B. Cuando se representa la distribución de momentos es necesario dividir el número de cuentas obtenido para cada valor del campo por el valor de dicho campo magnético para obtener la forma correcta del espectro.

La relación entre el momento y la energía T se obtiene a partir de (II.2) teniendo en cuenta :

$$T = mc^2 - m_0c^2 \quad (II.3)$$

de donde

$$T = [(m_0c^2)^2 + e^2c^2(B\rho)^2]^{1/2} - m_0c^2 \quad (II.4)$$

Si se expresa T en keV y Bρ en gauss·cm y tomando para las constantes los valores [1] $m_0c^2 = (510.976 \pm 0.007)$ keV, $e/m_0 = (1.75890 \pm 0.00002) \times 10^7$ e.m.u.g⁻¹ y $c = (2.997930 \pm 0.000003) \times 10^{10}$ cm s⁻¹, se obtiene la relación:

$$T(\text{keV}) = (510.976 \pm 0.007) \{ [(3442.2 \pm 0.1)10^{-10}(B\rho)^2 + 1]^{1/2} - 1 \} \quad (II.5)$$

que permite obtener a partir de la rigidez magnética, $B\rho$, la energía cinética, T , del electrón. El producto $B\rho$ es una cantidad que se encuentra tabulada en función de la energía, véase por ejemplo K. Siegbahn [1], junto con los factores de interpolación necesarios. Haciendo uso de estas tablas y el radio medio del espectrómetro ρ , podemos determinar el valor de B necesario para enfocar electrones de energía T , lo que permite expresar los espectros de los electrones en función del campo magnético B .

Llamando μ a la masa en reposo del electrón, se puede expresar la relación entre los cambios relativos de energía y momento como :

$$\Delta T/T = [1 + \mu /(\mu + T)] \Delta(B\rho)/B\rho \quad (\text{II.6})$$

II.3.2.- El espectrómetro semicircular

Consideremos una fuente puntual que está emitiendo electrones monoenergéticos en todas direcciones y la trayectoria de los electrones en un plano perpendicular al campo magnético aplicado (Fig. 4).

Una rendija selecciona una parte del haz de electrones, todos con el mismo radio de curvatura ρ . Después de recorrer 180° el haz tendrá una cierta anchura Δx , ya que el enfoque no es perfecto por existir una cierta aberración esférica. De acuerdo con la figura 4, se puede expresar Δx como $2\rho - 2\rho\cos\varphi$, siendo 2φ el ángulo de apertura.

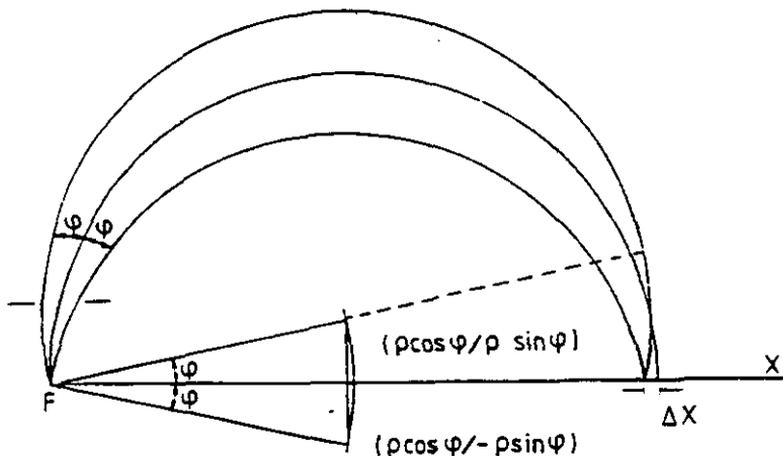


Fig.4.- Enfoque semicircular

Si la fuente tiene una cierta anchura s , la anchura de la imagen será $\Delta x = s + 2\rho (1 - \cos\phi)$.

De esta expresión se puede deducir la anchura relativa de la línea, es decir, el poder de resolución medido en la base de la línea, considerando que $\Delta x = \Delta 2\rho$ y ángulos ϕ pequeños, obteniéndose :

$$R^{\circ} = \frac{\Delta\rho}{\rho} = s / 2\rho + \phi^2 / 2 \quad (\text{II.7})$$

El poder de resolución consta por tanto de dos términos : el primero da la dependencia con la anchura de la fuente y el radio de curvatura y el segundo la dependencia con la apertura angular.

En condiciones óptimas los dos términos contribuirán en la misma proporción al poder de resolución, lo que lleva a la condición :

$$\varphi = [(s/\rho)]^{1/2} \quad (\text{II.8})$$

Análogamente podría estudiarse la distribución de intensidad a lo largo del perfil de la línea [1]. Esta distribución tiene un máximo situado a una distancia s del borde de línea y un segundo punto singular menos intenso a distancia $2p(1 - \cos\varphi)$. Si el ángulo φ disminuye el segundo punto disminuye su altura y se acerca al primer máximo, es decir, la línea se estrecha sin perder intensidad.

La principal característica del espectrómetro de 180° es que el momento de la partícula se determina midiendo el campo magnético y el diámetro de la órbita. Esto hace que no se necesite utilizar una fuente que emita partículas de momento conocido para la calibración.

Tomando como base este sistema de enfoque se han realizado numerosos diseños [1] de espectrómetros semicirculares que presentan frente a otros sistemas la ventaja de ser simples, baratos de construir, el campo magnético puede medirse con exactitud y están muy adaptados para ser empleados utilizando placas fotográficas como detector. Esto permite compensar su baja transmisión con la posibilidad de obtener espectros en una amplia zona de momentos. De esta forma se recogen muchas líneas de conversión

simultáneamente y se pueden utilizar fuentes de baja actividad que requieren mucho tiempo de exposición para detectar una línea. Como dificultad principal del método fotográfico hay que citar el transformar el mayor o menor ennegrecimiento de la fotografía en una medida de la intensidad de la línea.

Diseños posteriores emplean detectores de semiconductor, lo que mejora notablemente su utilización para líneas de baja energía.

II.3.3.- Espectrómetro magnético de doble enfoque

Como es bien sabido por el diseño de ciclotrones y betatrones un campo magnético con simetría rotacional y gradiente en dirección radial hace que los electrones describan trayectorias oscilatorias estables en las coordenadas ρ y z de las partículas [11]. Si se define el eje óptico del dispositivo de enfoque como un círculo situado en el plano de simetría del campo magnético, los electrones que salgan de un punto de este eje óptico con ángulos φ_0 y ψ_0 respecto a las coordenadas ρ y z , volverán al eje después de recorrer ciertos "ángulos de enfoque" ϕ_ρ y ϕ_z (Fig. 5). Para φ_0 y ψ_0 suficientemente pequeños los ángulos de enfoque vendrán dados [1] por :

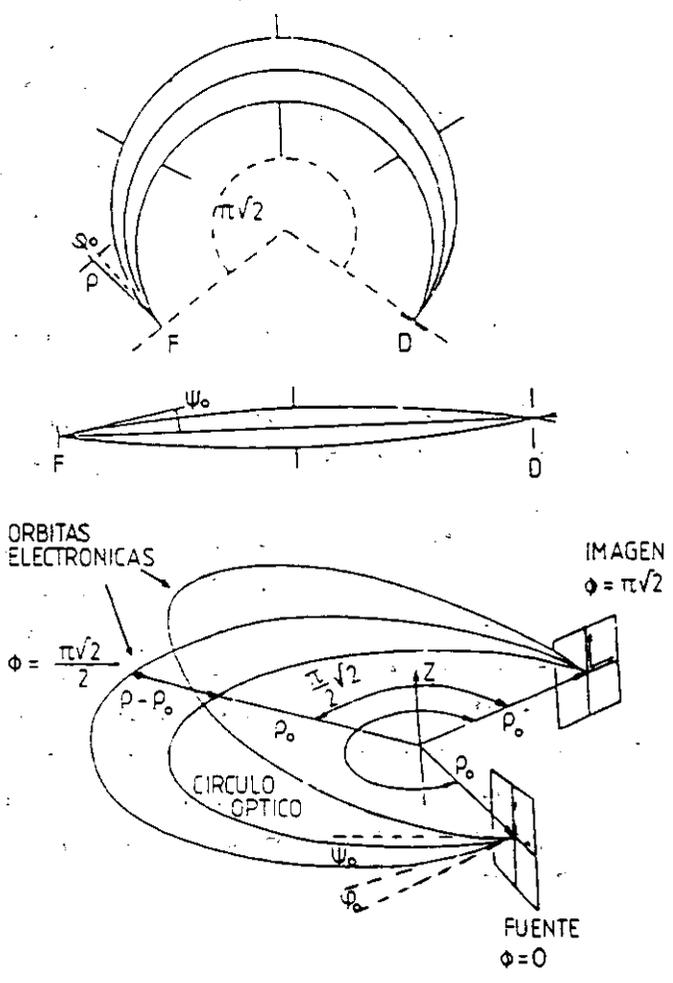


Fig.5.- Geometría y coordenadas de un espectrómetro magnético de doble enfoque.

$$\phi_{\rho} = \pi \left[1 + \frac{\rho_0 B'(\rho_0)}{B(\rho_0)} \right]^{-1/2} \quad (\text{II.9})$$

$$\phi_z = \pi \left[- \frac{\rho_0 B'(\rho_0)}{B(\rho_0)} \right]^{-1/2}$$

y estos dos ángulos de enfoque están relacionados por :

$$1 / \phi_{\rho}^2 + 1 / \phi_z^2 = 1 / \pi^2 \quad (\text{II.10})$$

El sistema de enfoque hará que la imagen de un punto sea otro punto cuando $\phi_{\rho} = \phi_z$, lo que da como condición para el doble enfoque la siguiente ecuación diferencial :

$$B'(\rho_0) = \left[- \frac{1}{2\rho_0} \right] B(\rho_0) \quad (\text{II.11})$$

La solución de esta ecuación impone al campo magnético la condición de que disminuya como $1/\sqrt{\rho}$ en el punto $\rho = \rho_0$, por lo que la expresión II.10 indica que el doble enfoque se produce después de recorrer un ángulo $\pi\sqrt{2} = 254.56^\circ$.

Este resultado se puede obtener partiendo del estudio de un campo de la forma

$$B_z(\rho) = B_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^n \quad (\text{II.12})$$

donde B_0 es un valor constante del campo magnético que corresponde a la órbita de radio ρ_0 y n una constante a determinar que corresponde al exponente del campo.

Las órbitas electrónicas en un campo de este tipo corresponden a oscilaciones en torno a la órbita de equilibrio de radio ρ_0 [11] con frecuencias radial y axial

$$\begin{aligned}\omega_\rho &= \omega_0 (1 - n)^{1/2} \\ \omega_z &= \omega_0 (n)^{1/2}\end{aligned}\quad (\text{II.13})$$

donde $\omega_0 = eB/mc$, verificándose la estabilidad cuando $\omega_\rho = \omega_z$, lo que implica un valor $n = 1/2$. De esta manera para un campo magnético que varíe en la forma :

$$B_z(\rho) = B_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1/2} \quad (\text{II.14})$$

las partículas que salgan de la fuente con un ángulo pequeño, es decir divergentes, recorren una trayectoria que oscila alrededor de la trayectoria central y vuelven a un punto de enfoque después de recorrer un semiperiodo de oscilación. Como la frecuencia orbital es $\sqrt{2}$ veces la frecuencia axial, este segundo punto, la imagen, estará a una distancia angular $\sqrt{2}\pi$ (254.56°) del punto objeto.

La ecuación (II.14) con $n = 1/2$ se puede desarrollar en la forma

$$B_z(\rho) = B_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \frac{3}{8} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots \right] \quad (\text{II.15})$$

y resolver las correspondientes ecuaciones de movimiento.

Para poder describir las trayectorias alejadas del centro es conveniente expresar el campo magnético B en coordenadas cilíndricas, teniendo en cuenta que B es independiente de φ por tener simetría de revolución. La componente en la dirección z del campo magnético (II.15) se puede expresar en la forma general [12] :

$$B_z(\rho, 0) = B_0 \left(1 - \alpha \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} + \beta \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots \right) \quad (\text{II.16})$$

donde ρ_0 es la coordenada radial del centro de la fuente y α y β son constantes a determinar para el diseño del espectrómetro de manera que hagan mínimas las aberraciones. Esta expresión (II.16) representa el desarrollo en serie de B_z suponiendo que la órbita de equilibrio es un círculo de radio $\rho = \rho_0$.

Para determinar la componente radial del campo B_ρ hay que tener en cuenta que $\text{rot} \vec{B} = 0$, con lo que se obtiene, en primera aproximación del desarrollo de B, la expresión:

$$B_\rho = z B_0 \left[-\frac{\alpha}{2} + \frac{2\beta(\rho - \rho_0)}{\rho_0^2} \right] \quad (\text{II.17})$$

y como $\text{div} \vec{B} = 0$, es necesario incluir un cuarto término en la

expresión (II.16) para expresar B_z en los puntos fuera del plano medio :

$$B_z(\rho, 0) = B_0 \left[1 - \alpha \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 - \left(\beta - \frac{\alpha}{2} \right) \frac{z^2}{\rho_0^2} \right] \quad (\text{II.18})$$

las ecuaciones de movimiento para una partícula cargada serán de la forma :

$$\frac{d^2 \rho}{dt^2} - \rho \left(\frac{d\phi}{dt} \right)^2 = - \frac{e}{mc} \rho \left(\frac{d\phi}{dt} \right) B_z \quad (\text{II.19})$$

$$\frac{d}{dt} \left(\rho^2 \frac{d\phi}{dt} \right) = \frac{e\rho}{mc} \left(\frac{dz}{dt} B_\rho - \frac{d\rho}{dt} B_z \right) \quad (\text{II.20})$$

$$\frac{dz}{dt} = - \frac{e}{mc} \rho \frac{d\phi}{dt} B_\rho \quad (\text{II.21})$$

La integral de movimiento se obtiene multiplicando II.19 por $\dot{\rho}$, II.20 por $\dot{\phi}$ y II.21 por \dot{z} , sumando e integrando respecto al tiempo, lo que da la ecuación :

$$\dot{\rho}^2 + \rho^2 \dot{\phi}^2 + \dot{z}^2 = v^2 = \text{cte.} \quad (\text{II.22})$$

las ecuaciones que describen el movimiento del electrón serán tres cualesquiera de las II.19 - II.22.

El electrón sale de un punto en la fuente con coordenadas $\rho = \rho_0$, $z = 0$ y $\phi = 0$ con una velocidad inicial $\dot{\rho} = 0$, $\dot{z} = 0$ y $\rho \dot{\phi} = v = - eB_0 \rho_0 / mc$, y la solución de la ecuación de movimiento es $\rho = \rho_0$, $z = 0$ y $\phi = \omega t$, siendo $\omega = v/\rho_0$ que es la

órbita circular de equilibrio o de orden cero.

Las condiciones iniciales que describen la órbita de un electrón serán de la forma :

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \delta\rho \\ z &= \delta z \\ \vartheta &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \rho/v &= \varphi_\rho \\ z/v &= \psi_z \end{aligned} \quad t = 0$$

donde φ_ρ y ψ_z son los ángulos que especifican la dirección de la velocidad inicial y $\delta\rho$ y δz son las coordenadas de la posición inicial relativas al centro de la fuente.

Para resolver las ecuaciones II.19, .21, .22 y obtener las soluciones en segundo orden para ρ , ϑ y z , se utiliza el método de perturbaciones tomando :

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \lambda\rho_1 + \lambda^2\rho_2 \\ \dot{\vartheta} &= \omega + \lambda\dot{\vartheta}_1 + \lambda^2\dot{\vartheta}_2 \\ z &= \lambda\zeta_1 + \lambda^2\zeta_2 \end{aligned} \quad (\text{II.23})$$

donde $\rho_1, \vartheta_1, \zeta_1$ y $\rho_2, \vartheta_2, \zeta_2$ son funciones del tiempo y λ es el parámetro de la perturbación.

Al sustituir II.23 en las ecuaciones II.19, .21 y .22 se obtendrán diferentes términos con coeficientes λ^0 , λ^1 y λ^2 que igualados a cero nos darán las ecuaciones que describen la órbita de equilibrio y las correcciones en primer y segundo

orden a esta órbita.

En orden cero las ecuaciones son :

$$\begin{aligned} -\rho_0 \omega^2 &= \frac{e}{mc} \rho_0 \omega B_0 \\ \frac{d\dot{z}}{dt} &= 0 \\ \rho_0^2 \omega^2 &= v^2 \end{aligned} \quad (\text{II.24})$$

y las soluciones son :

$$\begin{aligned} \omega &= -\frac{e}{mc} B_0 \\ v &= \rho_0 \omega \end{aligned} \quad (\text{II.25})$$

que determinan el campo magnético en función del momento del electrón.

Desarrollando hasta primer orden, términos en λ , las ecuaciones son :

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_1}{dt} + \omega^2(1 - \alpha)\rho_1 &= 0 \\ \frac{d\dot{\zeta}_1}{dt} + \omega^2\alpha\zeta_1 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.26})$$

$$\dot{\vartheta}_1 = -\omega\rho_1/\rho_0$$

cuyas soluciones son tipo sinusoidales con frecuencia circular $\omega(1 - \alpha)^{1/2}$, $\omega(1 - \alpha)^{1/2}$ y $\omega\alpha^{1/2}$ para las coordenadas ρ_1 , $\dot{\vartheta}_1$ y

ζ_1 , respectivamente.

En segundo orden las ecuaciones del movimiento toman la forma :

$$\frac{d\dot{\rho}_2}{dt} + \omega^2(1 - \alpha)\rho_2 = (1 - \beta) \frac{\omega^2}{\rho_0} \rho_1^2 + \left(\beta - \frac{\alpha}{2}\right) \frac{\omega^2}{\rho_0^2} \zeta_1^2 - \frac{1}{2\rho_0} (\dot{\rho}_1^2 + \dot{\zeta}_1^2)$$

$$\frac{d\dot{\zeta}_2}{dt} + \omega^2\alpha \zeta_2 = 2 \frac{\beta\omega^2}{\rho_0} \rho_1 \zeta_1 \quad (\text{II.27})$$

$$\phi_2 = \frac{\omega}{\rho_0^2} \rho_1^2 - \frac{\omega}{\rho_0} \rho_2 - \frac{(\dot{\rho}_1^2 + \dot{\zeta}_1^2)}{2\rho_0^2\omega}$$

Las soluciones de la parte homogénea de las dos primeras ecuaciones serán las mismas que las de primer orden, II.26. La parte inhomogénea serán funciones del tiempo conocidas que se encuentran a partir de las soluciones de primer orden.

De esta forma se obtienen las soluciones a las ecuaciones de movimiento en función de términos de tipo sinusoidal [11]. Para que se produzca enfoque en las direcciones ρ y z simultáneamente, se debe verificar que las correspondientes frecuencias sean iguales, es decir en primer orden $\omega(1 - \alpha)^{1/2} = \omega \alpha^{1/2}$ lo que implica $\alpha = \frac{1}{2}$

Teniendo en cuenta esta condición necesaria para el enfoque en dos direcciones, las soluciones de las ecuaciones II.27 son de la forma :

$$\begin{aligned}
\rho = & \rho_0 + \left[\delta\rho + \frac{\delta\rho^2}{3\rho_0} (2\beta - 1) - \varphi_z^2 \rho_0 \left(\frac{8\beta - 3}{3} \right) - \frac{\delta z^2}{6\rho_0} (4\beta - 3) + \right. \\
& + \varphi_\rho^2 \rho_0 \left(\frac{8\beta - 7}{3} \right) \left. \right] \cos \frac{\omega t}{\sqrt{2}} + \left[\sqrt{2}\rho_0 \varphi_\rho + \frac{4\sqrt{2}}{3} \beta \delta z \varphi_z - \right. \\
& - \frac{(4\beta - 5)}{3} \delta\rho \varphi_\rho \left. \right] \sin \frac{\omega t}{\sqrt{2}} + \frac{(2\beta - 1)}{2\rho_0} (\delta z^2 + 2\rho_0^2 \varphi_z^2) + \\
& + \frac{(3 - 4\beta)}{4\rho_0} (\delta\rho^2 + 2\rho_0^2 \varphi_\rho^2) - \left[\frac{2\sqrt{2}}{3} \beta \delta z \varphi_z - \frac{(4\beta - 5)}{6} \right. \\
& \delta\rho \varphi_\rho \left. \right] \sin \sqrt{2} \omega t - \left[\frac{\beta}{3\rho_0} (\delta z^2 - 2\rho_0^2 \varphi_z^2) - \right. \\
& - \frac{(4\beta - 5)}{12\rho_0} (\delta\rho^2 - 2\rho_0^2 \varphi_\rho^2) \left. \right] \cos \sqrt{2} \omega t \quad (\text{II.28})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
z = & \left[\delta z - \frac{4\beta}{3\rho_0} \delta\rho \delta z - \frac{16\beta}{3} \rho_0 \varphi_\rho \varphi_z \right] \cos \frac{\omega t}{\sqrt{2}} + \sqrt{2} \left[\rho_0 \varphi_z + \right. \\
& + \frac{4\beta}{3} (\varphi_z \delta\rho + \varphi_\rho \delta z) \left. \right] \sin \frac{\omega t}{\sqrt{2}} + 2\beta \left[\frac{\delta\rho \delta z}{\rho_0} + 2\rho_0 \varphi_\rho \varphi_z \right] \\
& - \frac{2\beta}{3} \left[\frac{\delta\rho \delta z}{\rho_0} - 2\rho_0 \varphi_\rho \varphi_z \right] \cos \sqrt{2} \omega t - \frac{2^{3/2} \beta}{3} (\varphi_z \delta\rho + \\
& + \varphi_\rho \delta z) \sin \sqrt{2} \omega t \quad (\text{II.29})
\end{aligned}$$

$$\vartheta = \omega t - \sqrt{2} \frac{\delta\rho}{\rho_0} \sin \frac{\omega t}{\sqrt{2}} + 2 \varphi_\rho \cos \frac{\omega t}{\sqrt{2}} - 2\varphi_z \quad (\text{II.30})$$

Los términos lineales en $\delta\rho$, δz y φ_ρ , indican que el enfoque se produce cuando $\omega t / \sqrt{2} = \pi$ y la imagen aparece en la dirección opuesta en el eje ρ e invertida en el eje z .

Si ϑ^* , ρ^* y z^* son las coordenadas del electrón despues

del enfoque, es decir de la imagen, en orden cero se tendrá :

$$\vartheta = \omega t$$

$$\vartheta^{\circ} = \omega t^{\circ} = \sqrt{2} \pi \approx 254^{\circ}33' \quad (\text{II.31})$$

siendo t° el tiempo que tarda el electrón en llegar, desde la fuente, al punto de enfoque.

En primer orden las coordenadas de la imagen serán :

$$\vartheta = \omega t - \sqrt{2} \frac{\delta \rho}{\rho_0} \operatorname{sen} \frac{\omega t}{\sqrt{2}} + 2\varphi_{\rho} \cos \frac{\omega t}{\sqrt{2}} - 2\varphi_{\rho}$$

$$\vartheta^{\circ} = \pi\sqrt{2} = \omega t^{\circ} - 4\varphi_{\rho}$$

por lo que

$$\omega t^{\circ} = \pi\sqrt{2} + 4\varphi_{\rho} \quad (\text{II.32})$$

Sustituyendo $t^{\circ} = \sqrt{2}\pi/\omega$ obtenida de II.31 en los términos de primer orden y II.32 en los de segundo orden de II.28 y II.29 se encuentran las coordenadas de la imagen :

$$\rho^{\circ} = \rho_0 - \delta\rho + \frac{(2 - 4\beta)\delta\rho^2}{3\rho_0} + \frac{(4\beta - 3)\delta z^2}{3\rho_0} + \frac{(2 - 16\beta)}{3} \rho_0 \varphi_{\rho}^2 + \frac{(16\beta - 6)}{3} \rho_0 \psi_z^2 \quad (\text{II.33a})$$

$$z^{\circ} = -\delta z + \frac{8\beta}{3} \frac{\delta\rho\delta z}{\rho_0} + \frac{(32\beta - 12)}{3} \rho_0 \varphi_{\rho} \psi_z \quad (\text{II.33b})$$

A partir de la expresión de ρ° , teniendo en cuenta la

anchura de la fuente s y su altura h , la anchura del detector w , la expresión para la dispersión y los ángulos de apertura φ_0 y ψ_0 , se obtiene la resolución en la base de la línea que viene dada por :

$$R^0 = s / 4\rho_0 + w / 4\rho_0 + [(4\beta - 3) / 48\rho_0^2] h^2 + [(2 - 16\beta) / 12] \varphi_0^2 + [(16\beta - 6) / 12] \psi_0^2 \quad (\text{II.34})$$

El valor de β en un espectrómetro de doble enfoque puede ser elegido con un cierto grado de libertad. Los valores más utilizados en la mayoría de los dispositivos son $\beta = 3/8$, que corresponde a que el término en ψ_0^2 sea nulo, $\beta = 1/8$, que hace cero el término en φ_0^2 , y $\beta = 1/4$ ya que en este caso la forma del campo se consigue utilizando piezas polares de hierro de geometría sencilla. Para $\beta = 1/4$ la forma de campo viene dada por $B(\rho) = B_0 \cdot 2\rho_0 / (\rho + \rho_0)$. Suponiendo una permeabilidad infinita para el hierro, esta forma de campo se consigue mediante piezas polares de sección cónica [13] cuya distancia polar es $z = 1/2 \left[z_0 / \rho_0 (\rho + \rho_0) \right]$ donde z_0 corresponde al valor $\rho = \rho_0$.

Estos desarrollos pueden realizarse de manera análoga en órdenes superiores [14] lo que permite minimizar más aún las aberraciones esféricas al permitir corregir órbitas más alejadas de la trayectoria central.

CAPITULO III

DESCRIPCION Y PUESTA A PUNTO
DEL ESPECTROMETRO MAGNETICO UTILIZADO EN ESTE TRABAJO

El espectrómetro magnético de doble enfoque utilizado en este trabajo ha sido construido en la Universidad de Uppsala (Suecia) [1], y fue cedido a la cátedra de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad Complutense de Madrid por el CERN, como parte de una colaboración concertada entre ambas partes (proyecto ISO1-6, Apéndice I). La primera dificultad con que nos encontramos, fue el transporte y posterior ubicación en el laboratorio, ya que el espectrómetro, junto con las fuentes de alimentación para crear el campo magnético, tiene un peso aproximado de una tonelada. Posteriormente fue necesario proceder al montaje del aparato, instalación del sistema de vacío asociado, montaje del sistema de detección y de los dispositivos electrónicos asociados, así como determinar la calibración y puesta a punto.

III.1.- DISEÑO DEL ESPECTROMETRO. CARACTERÍSTICAS.

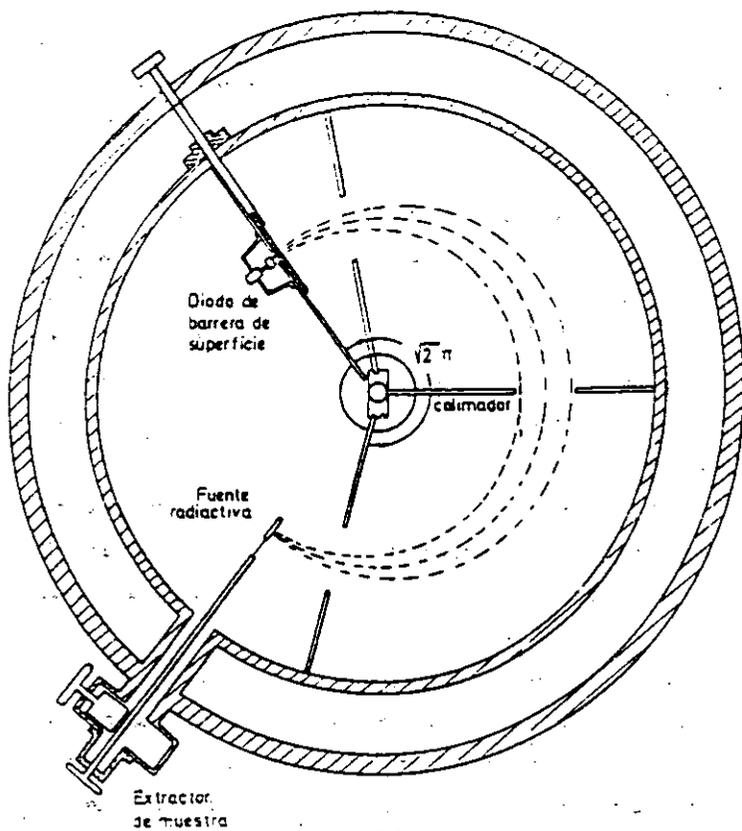
El espectrómetro magnético utilizado en este trabajo permite estudiar electrones con energías de hasta 5 MeV. Para alcanzar esta energía las bobinas magnéticas deben ser capaces de proporcionar un producto para la rigidez magnética $B\rho$ del orden de 20000 gauss \times cm, siendo B el campo magnético y ρ el radio de la órbita del electrón. De los posibles valores del parámetro β que determina la distribución del campo magnético para mejorar la resolución y disminuir la aberración (apartado II.3.3), en este espectrómetro se ha tomado $\beta = 1/4$ que corresponde a un campo formado por piezas polares

cónicas (Cap. II, [13]), relativamente sencillas de construir.

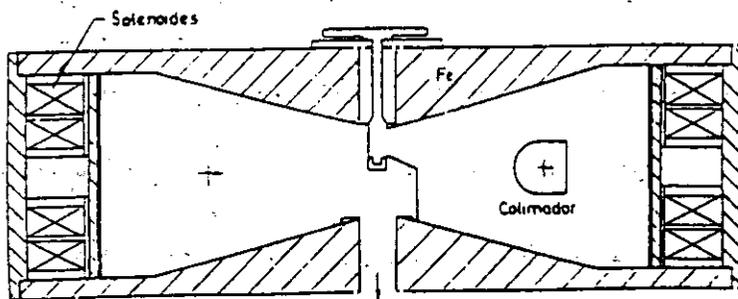
La resolución de un espectrómetro es función de las dimensiones de los imanes que crean el campo, de manera que cuanto mayor sea el radio medio ρ_0 mayor será la resolución. En este caso para tener unas dimensiones razonables de los imanes el radio medio se hizo de $\rho_0 = 18.5$ cm. Con este valor de ρ_0 fijo y una distancia polar media $2z_0 = 20$ cm, el espacio entre las piezas polares permite un ángulo sólido máximo del orden de 6° .

El esquema del dispositivo utilizado para crear el campo magnético en el espectrómetro se representa en la figura 6a. Esta formado por dos piezas polares simétricas de hierro magnéticamente blando y superficie cónica junto con un conjunto de bobinas cilíndricas refrigeradas por agua colocadas alrededor de la cámara del espectrómetro.

Para hacer el interior accesible, las bobinas están dispuestas en dos secciones, con una distancia de 6 cm entre ellas. Cada sección consta de dos bobinas realizadas en cinta de cobre de 0.35 mm de grosor, aisladas mediante una cinta de fibra de vidrio de 0.1 mm. Las bobinas están conectadas en serie y tienen una resistencia total de 1.52 Ω . La ventaja más importante de este diseño "cerrado" respecto a diseños basados en núcleo de hierro [1], es que la distribución de campo, y, por tanto las propiedades de enfoque, son prácticamente independientes de la intensidad de campo lo que se reduce los efectos en el borde. Además en este diseño casi la totalidad



6 (b)



6 (a)

Sistema de vacío y
conducciones eléctricas

Fig. 6.- Espectrómetro magnético de doble enfoque.

del espacio entre las piezas polares y las bobinas pueden utilizarse para enfocar los electrones.

La desventaja de este montaje es la relativa inaccesibilidad al interior del espectrómetro, no teniendo mas remedio que recurrir a separar las piezas polares mediante un sistema de poleas, que se engancha en tres soportes situados en la parte exterior de la pieza polar superior del espectrómetro.

El diámetro exterior del cilindro, que tiene un espesor de 2 cm, es de 82 cm y la distancia entre las piezas polares varía entre 10 y 23 cm, en el centro y en la superficie exterior respectivamente.

Las dos piezas polares y un cilindro de bronce de 9.5 mm de espesor, situadas en el interior de las bobinas, forman las paredes de la cámara de vacío. El diámetro interior del cilindro de bronce es de 62.5 cm. La zona interior de la cámara del espectrómetro está recubierta por una capa de plástico de 1.5 mm de espesor para reducir la dispersión de los electrones en las paredes.

El vacío de la cámara se efectúa mediante una bomba rotatoria que realiza un vacío previo a través de una abertura situada en la parte superior lateral del espectrómetro, y una bomba difusora, que actúa a través de un orificio situado en el centro de la pieza polar inferior, alcanzandose presiones finales del orden de 10^{-5} torr. El tiempo necesario para alcanzar una presión de 10^{-4} torr desde la atmosférica es de unos 20 minutos. El cierre que permite realizar el vacío en la

cámara, se consigue mediante una junta tórica que se coloca en una ranura dispuesta en el borde del cilindro de bronce que forma las paredes internas del espectrómetro.

La muestra se coloca en su posición dentro del espectrómetro introduciéndose en la cámara de vacío una vez separadas las dos mitades que forman la cámara. En caso necesario se puede introducir la fuente a través de un espacio situado entre dos de las bobinas que crean el campo magnético mediante un dispositivo lateral, lo que permite conservar el vacío en la cámara durante la operación (Figura 6b).

La cámara contiene dos ventanas colimadoras de aluminio en posición fija para limitar el haz de electrones que están situadas a 25° y 230° de la fuente, de manera que sus aperturas permiten una transmisión del 1%, valor determinado para este espectrómetro utilizando una fuente de ^{137}Cs de actividad conocida y midiendo el número de electrones correspondientes a la transición de 661.6 keV del ^{137}Ba que son recogidos por el detector con una rendija de 4mm (Apartado III.3). También existe una tercera ventana que puede desplazarse desde el exterior alrededor del eje de simetría del espectrómetro. Su posición se puede leer en una escala situada en la parte superior de la pieza polar y permite variar el ángulo de apertura del espectrómetro. De la posición de este último depende el ángulo de apertura y la resolución del sistema. En la figura 7 se muestra como varía el ángulo sólido $\Omega(\%)$ en función de la posición de esta tercera ventana.

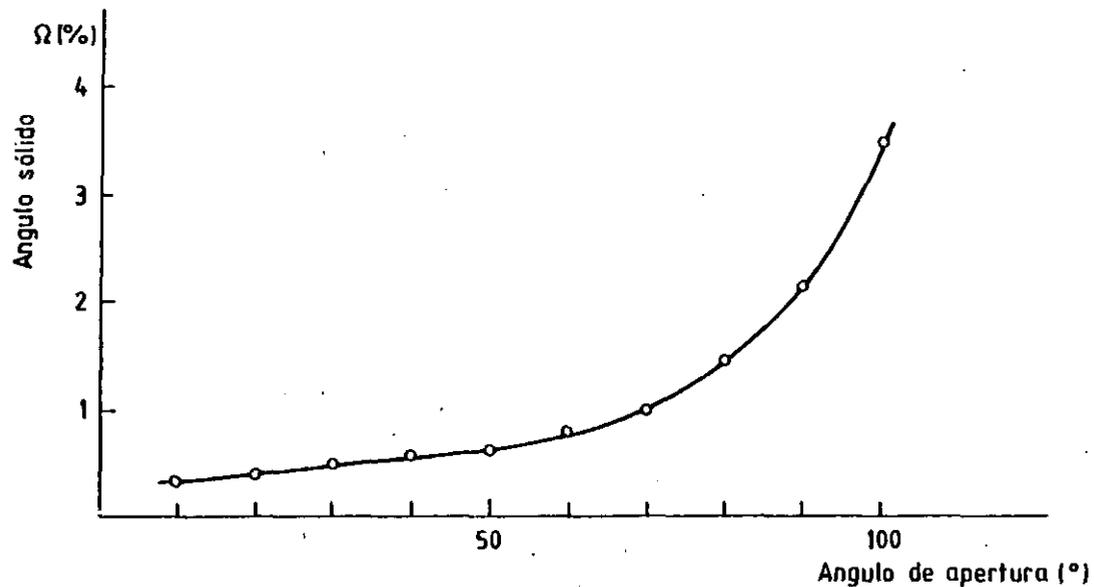


Fig. 7.- Variación del ángulo sólido del espectrómetro respecto la posición de la ventana móvil

Según la teoría para las propiedades de enfoque de campos magnéticos con simetría cilíndrica en el caso $\beta = 1/4$ la distribución radial de dicho campo viene dada por $B(\rho) = B_0 \cdot 2\rho_0 / (\rho + \rho_0)$ con lo que al representar $1/B$ en función de ρ se obtiene una línea recta que corta al eje ρ en el punto $\rho = \rho_0$. Los resultados experimentales obtenidos en la determinación de la distribución de campo [1] corresponden a valores de ρ entre 8 y 22 cm, lo que justifica que el espectrómetro se haya ajustado para un radio medio de $\rho_0 = 18.5$ cm.

De esta manera, partículas cargadas, emergiendo desde un punto objeto en el círculo $\rho = \rho_0$ (en la simetría plana), son enfocadas después de recorrer un ángulo de $\pi\sqrt{2}$ radianes, y las partículas que son emitidas en órbitas que forman ángulos pequeños con el círculo $\rho = \rho_0$, $z = 0$, son enfocadas con un ángulo $< \pi\sqrt{2}$, produciendo este sistema de enfoque una aberración determinada por el valor del parámetro β . El valor, del parámetro β para este espectrómetro, de $1/4$ permite optimizar la resolución espectroscópica manteniendo una eficiencia elevada. Dicha resolución en la determinación de momentos, aumenta al reducirse la dimensión horizontal de la fuente y la correspondiente del detector, así como el ángulo de apertura del haz de electrones (II.34). En este trabajo la resolución empleada en las medidas ha sido del 1% aunque puede ser optimizada hasta el 0.5% utilizando fuentes suficientemente estrechas y con una adecuada limitación del ángulo sólido dentro del que son emitidas las partículas por

la fuente. En la figura 6b se puede ver la trayectoria de los electrones emitidos por la fuente hasta que consiguen alcanzar el detector.

En la figura 8 se muestra una fotografía del espectrómetro utilizado en este trabajo, junto con parte de las fuentes de alimentación que crean el campo magnético.

III.2.- DISPOSITIVO PARA CREAR EL CAMPO MAGNETICO.

El campo magnético del espectrómetro se crea mediante el paso de una corriente eléctrica a través de las bobinas . Esta corriente se suministra mediante un generador de corriente continua controlado electrónicamente y que puede regularse entre 0 y 50 A (Fig. 9). El campo magnético en la cámara es proporcional a dicha corriente y se determina mediante un multímetro digital que mide la caída de tensión que produce a través de una resistencia calibrada de 0.05Ω y que se mantiene a temperatura constante. Una caída de tensión de 1 voltio corresponde a una intensidad nominal de 5, 20, ó 50 A, siendo la intensidad de corriente que pasa por las bobinas la correspondiente parte proporcional, consiguiendo un rango de corriente de 0-5 A, 0-20 A y 0-50 A respectivamente que equivale a un rango en energías de 0-0.35 MeV, 0-2 MeV y 0-5.5 MeV. De esta manera se puede convertir la caída de tensión en la resistencia calibrada, en una medida de la intensidad de corriente a través del factor correspondiente. Por medio de un potenciómetro , P, la corriente que atraviesa

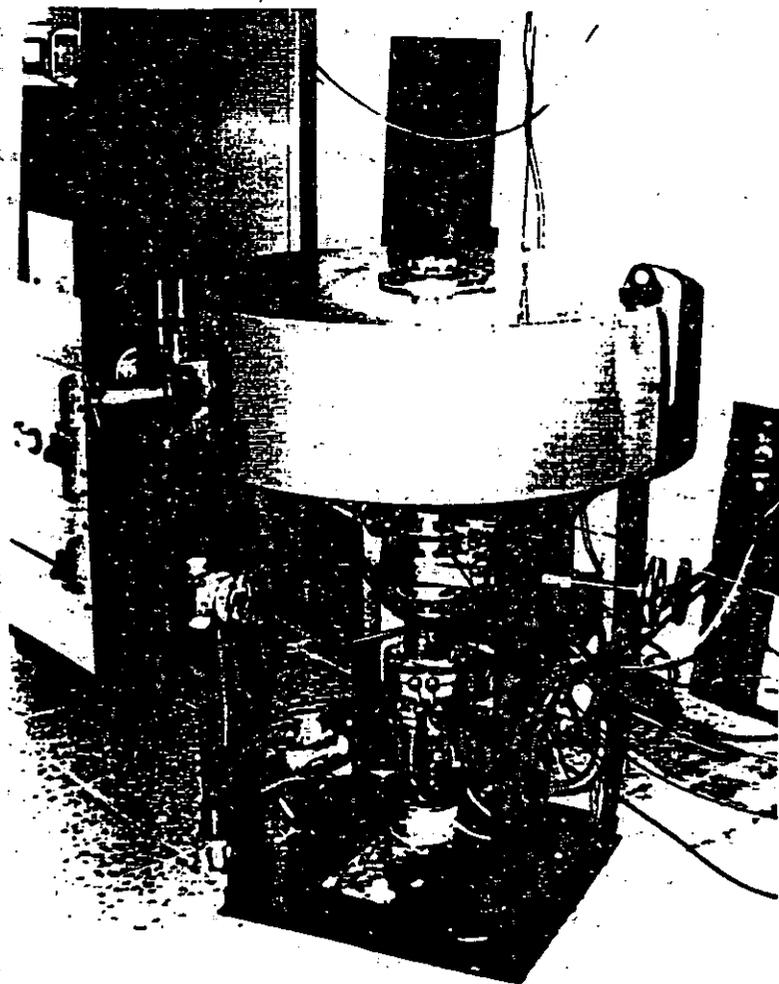


Fig. 8.- El espectrómetro magnético de doble enfoque
utilizado en este trabajo.

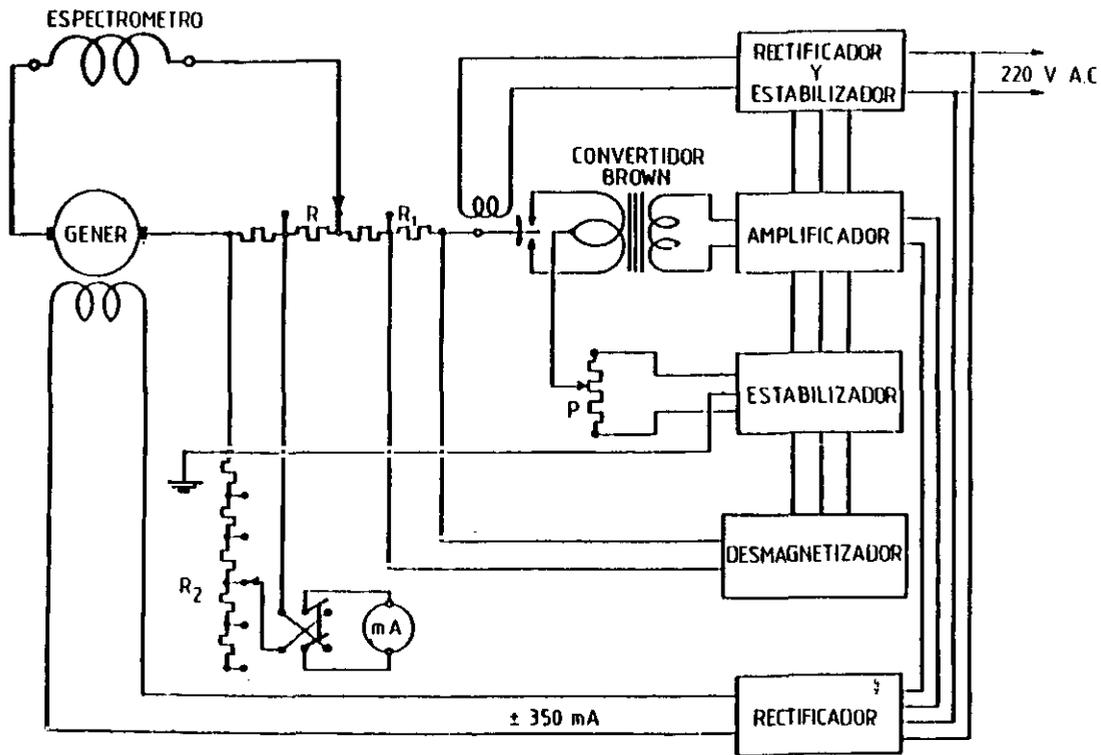


Fig.9.- Diagrama bloque del circuito regulador de corriente.

las bobinas puede variarse continuamente desde un cierto valor mínimo a un valor máximo o seleccionarse un determinado valor del campo para iniciar los barridos espectrales. La magnitud de esta corriente está determinada por la resistencia R . El campo magnético viene dado en función de la corriente y se lee en un microamperímetro. Para que se reproduzca la relación entre la corriente medida y el campo magnético que se ha creado el espectrómetro debe desmagnetizarse después de cada medida con objeto de evitar el campo residual, consiguiendo la desmagnetización después de 128 ciclos aproximadamente. De esta forma es posible empezar en el mismo punto de la curva de histéresis, lo que es necesario en el caso de medidas que requieran baja intensidad de campo. Para desmagnetizar el espectrómetro se utilizan dos condensadores iguales que se cargan con el mismo voltaje pero con polaridades opuestas. Estos condensadores se descargan alternativamente por medio de un relé a través de una resistencia de referencia, R_1 , dando lugar a una corriente de amplitud decreciente, y con una constante de tiempo aproximadamente de 45 s. La frecuencia se ajusta experimentalmente para conseguir la mayor efectividad en la desmagnetización.

Para efectuar barridos automáticos con el espectrómetro, lo que es necesario para estudiar espectros de líneas de conversión, el potenciómetro que ajusta la corriente puede ser accionado mediante un pequeño motor paso a paso. Este potenciómetro está controlado por un reloj y es posible barrer con diferentes velocidades. En la figura 10 puede verse como

POSICION POTENCIOMETRO

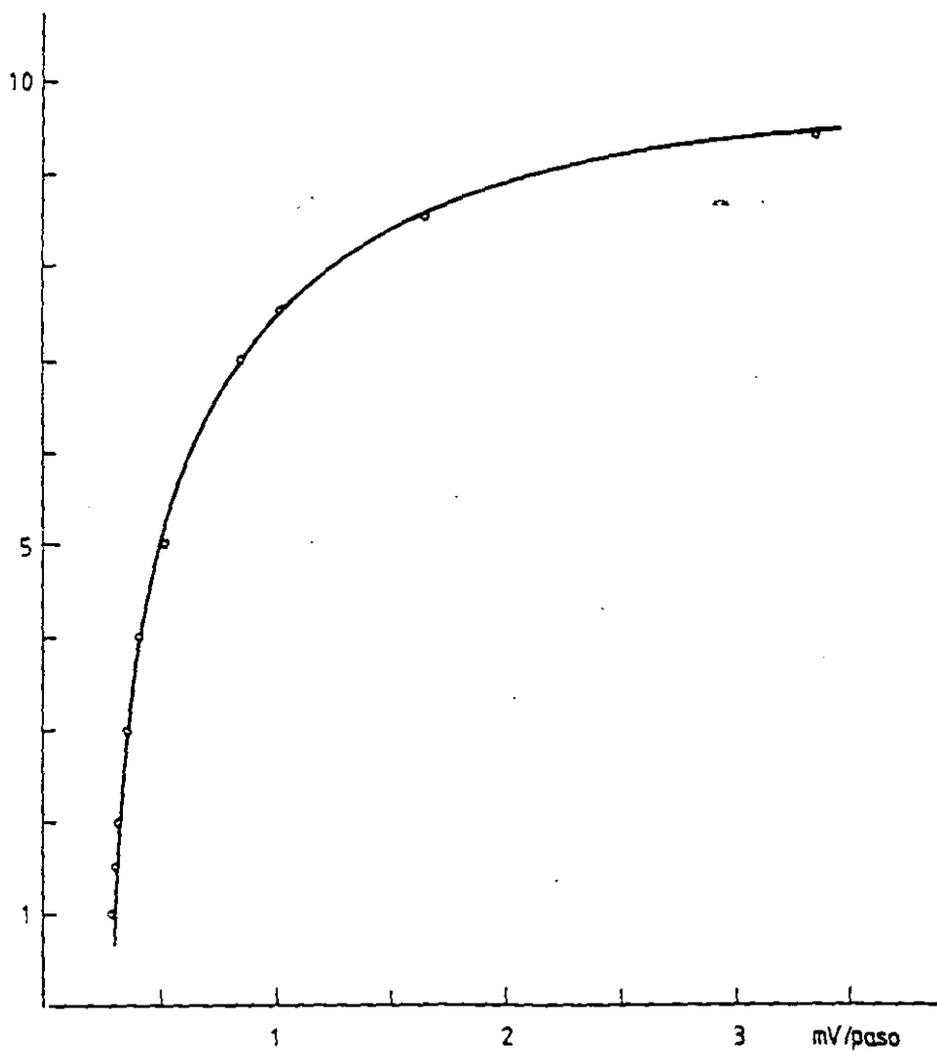
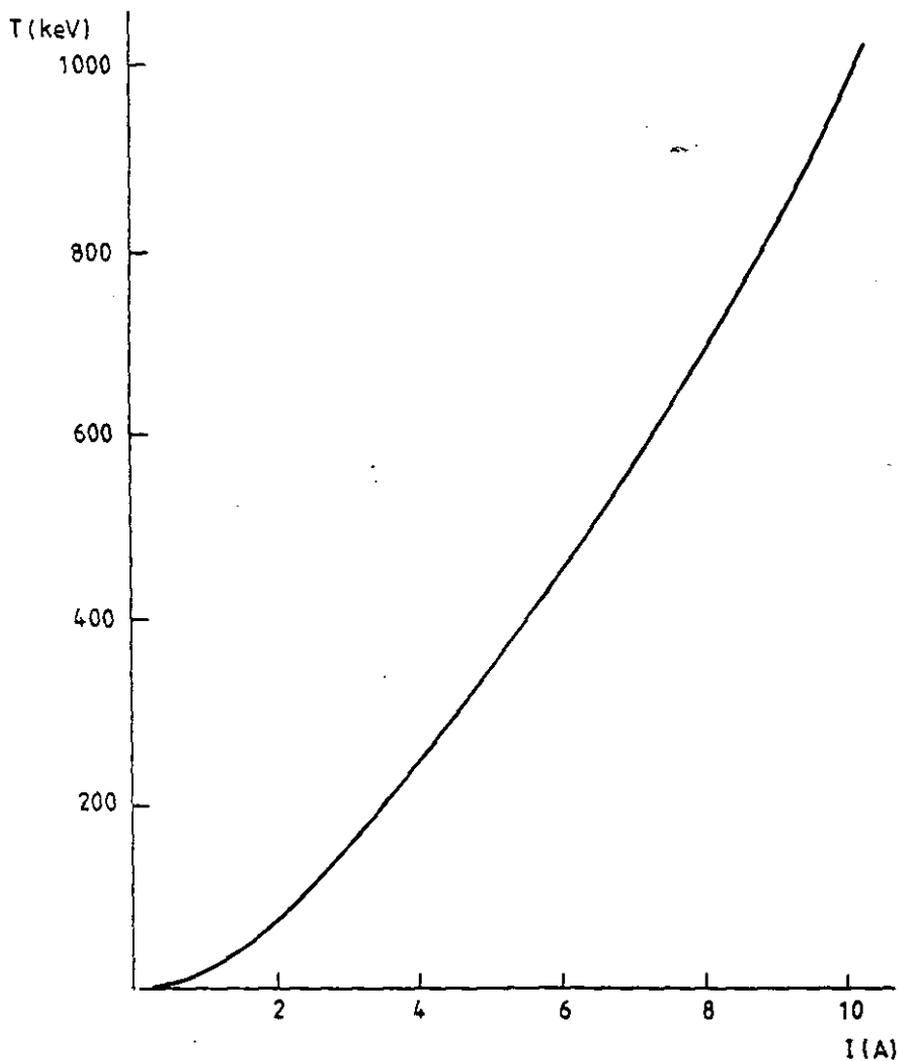


Fig.10.- Variación de la tensión aplicada con la posición del potenciómetro.

varía la tensión aplicada según la posición de dicho potenciómetro. La dependencia experimental de la energía de enfoque de los electrones con la intensidad de corriente, y por tanto con el campo magnético, sigue la relación relativista entre la energía cinética del electrón, T , y su momento cinético, p , $T = (p^2c^2 + m_0^2c^4)^{1/2} - m_0c^2$, siendo p proporcional a B y a su vez B proporcional a la intensidad de corriente, I . Esta constante de proporcionalidad entre la energía del electrón y la intensidad de corriente, se ha obtenido midiendo las energías de las líneas de electrones de conversión del ^{207}Pb (Fig.11). Esto significa que la información directa que proporciona el espectrómetro magnético, es decir el número de cuentas que corresponde a cada canal, tiene que ser corregido por el valor del campo, según se describe en el capítulo IV (apartado IV.1.2), para expresar dicho número de cuentas en función del campo magnético aplicado.

Las líneas utilizadas para determinar la constante de proporcionalidad entre la energía del electrón y la intensidad de corriente provienen de la desintegración por captura electrónica del ^{207}Bi que puebla los niveles del ^{207}Pb . La desexcitación electromagnética de este descendiente se produce mediante transiciones gamma de 569.6, 1063.6, 1442.2 y 1770.2 keV (Cap. I, [3]) que aparecen junto con los correspondientes electrones de conversión interna de las capas K y L. En la figura 12 se representa el espectro de electrones obtenido para el ^{207}Pb .



**Fig.11.- Relación entre la energía del electrón
y la intensidad de corriente.**

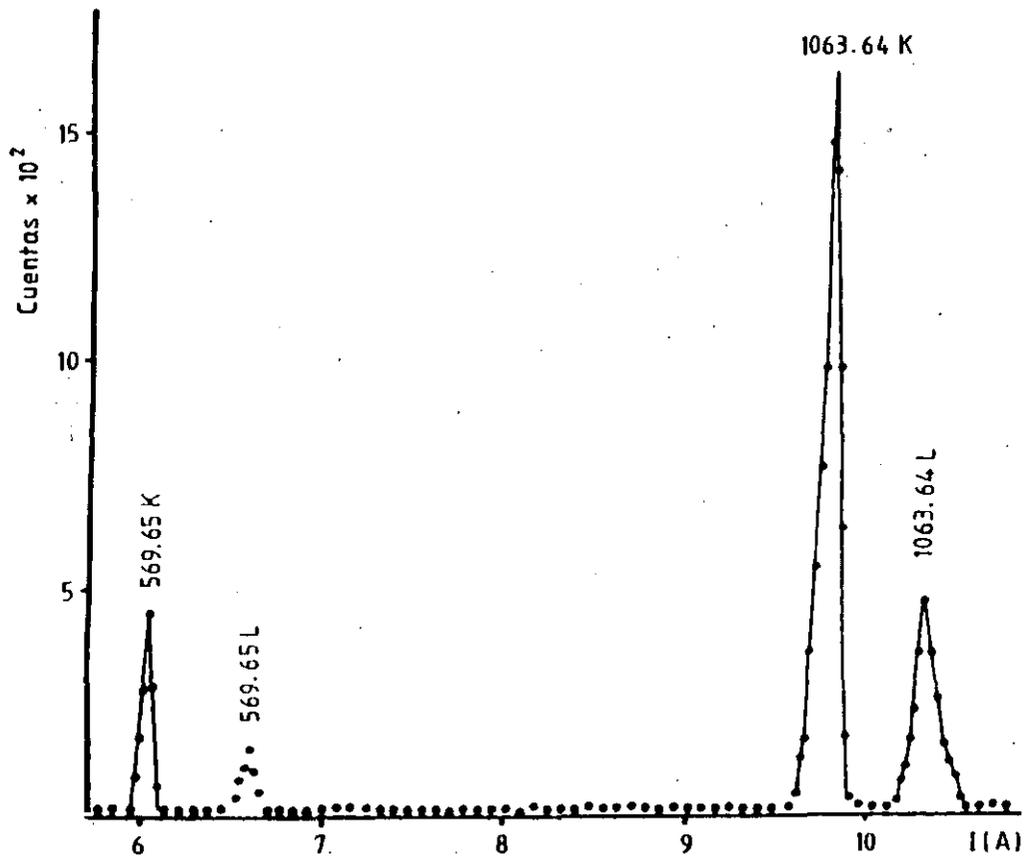


Fig.12.- Espectro parcial de electrones de conversión del ^{207}Pb .

III.3.- SISTEMA DE DETECCION.

El detector que se ha utilizado en este espectrómetro ha sido un diodo de barrera de superficie, formado por un cristal de silicio recubierto de una capa de oro de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espesor y alimentado con una tensión de polarización de 100 V. La zona activa tiene una superficie de 25 mm^2 y un espesor de $100 \mu\text{m}$. La unión metal-semiconductor está inversamente polarizada, de manera que cada electrón que llega al diodo atraviesa la fina capa metálica creando una serie de pares electrón-hueco en la zona parcialmente agotada de carga y dando lugar a un impulso de corriente. El reducido espesor de la capa metálica hace que el detector sea capaz de detectar electrones de muy baja energía. Del mismo modo, y por el pequeño espesor de la zona activa, el detector resulta prácticamente insensible a la radiación gamma de fondo existente y, lo que es más importante, a la que pueda proceder de la propia muestra. Esto proporciona al sistema una elevada sensibilidad lo que permite utilizar muestras de actividad menor que $0.1 \mu\text{Ci}$.

Delante del detector está colocada una placa metálica con cinco rendijas separadas entre sí 20 mm de dimensiones 0.5×30 , 1×30 , 2×40 , 4×40 y $8 \times 40 \text{ mm}^2$. Todo este sistema va acoplado a un vástago móvil desplazable desde el exterior del cilindro de bronce que constituye parte de las paredes del espectrómetro (Fig. 6b).

El equipo electrónico de recuento, cuyo esquema se

representa en la figura 13, comprende un preamplificador sensible a carga situado en el interior del espectrómetro, seguido de un amplificador y dispositivo formador de impulsos. La señal de salida se lleva a un discriminador de amplitudes convenientemente ajustado para eliminar el ruido electrónico, seguido de un inversor de señal y finalmente a un analizador multicanal de 2048 canales que opera en modo multiescala. En cada canal del analizador se almacena el número de impulsos dados por el detector para cada valor del campo magnético. Esta información puede ser transferida y almacenada a un ordenador para su posterior análisis.

III.4.- CALIBRACION.

La calibración tiene por objetivo determinar la variación de la eficiencia del espectrómetro con respecto a la energía de los electrones. Para este cometido se han empleado dos métodos distintos dependiendo del rango de energías de que se trate.

Para energías mayores que 200 keV. se ha considerado como método más directo y de mayor fiabilidad la representación en un diagrama de Kurie del espectro beta obtenido para un núclido con energía máxima bien conocida [2]. En nuestro caso se han empleado fuentes de ^{36}Cl y ^{137}Cs .

El ^{36}Cl decae a ^{36}Ar [3-6] mediante una transición beta prohibida de segundo orden con energía máxima de 714 keV. El ^{137}Cs decae al ^{137}Ba [6, 7], con dos componentes de energía máxima de 514 keV y 1176 keV, según decaiga al primer nivel

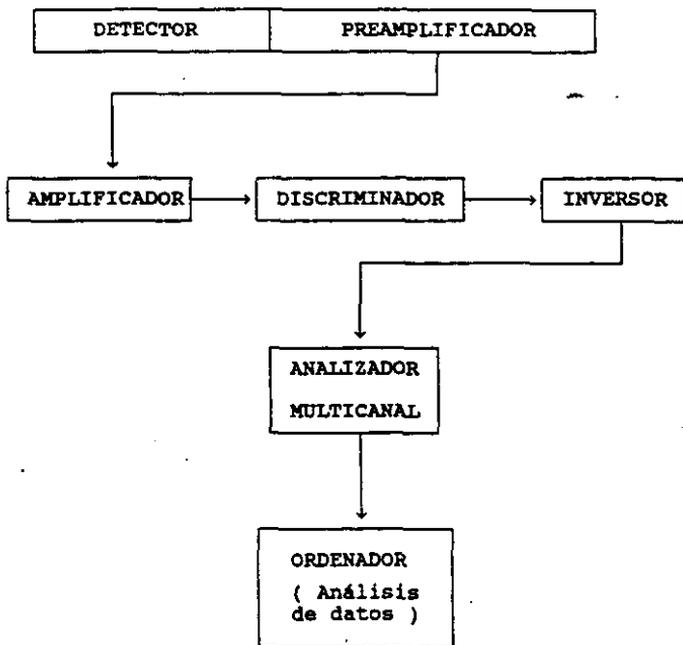


Fig. 13.- Diagrama de bloques del sistema electrónico de medida.

excitado o al nivel fundamental, respectivamente. La transición beta que se produce desde el nivel fundamental del ^{137}Cs al nivel fundamental del ^{137}Ba es prohibida de segundo orden y la desintegración al primer nivel excitado del ^{137}Ba es "única" prohibida de primer orden. Los gráficos de Kurie representan el ajuste a una curva teórica de los datos experimentales del espectro β continuo, para determinar la energía máxima por extrapolación. De acuerdo a la teoría de la desintegración beta establecida por Fermi en 1934, la representación gráfica en un diagrama de Kurie de la probabilidad de que un electrón se emita en un intervalo de momentos dp en torno a un valor p , en función de la energía del electrón corresponderá a una línea recta. De esta manera el límite superior o energía máxima de la radiación β se obtiene determinando el punto de corte de esta recta con el eje de energías. En las figuras 14 y 15 se ha representado $[n(p)/p^2FD]^{1/2}$ en función de la energía cinética del electrón T , donde $n(p)$ es el número de electrones detectados por unidad de momento, F es el factor de Coulomb (Cap. II, [1]) y D el factor de forma correspondiente a cada transición [8].

Como se puede observar, en estos gráficos de Kurie (Figs. 14 y 15), los puntos experimentales se ajustan a una línea recta para energías superiores a los 200 keV. Esto indica que la eficiencia del espectrómetro es constante por encima de dicha energía. A energías inferiores a 200 keV. los puntos se separan de la recta debido, en parte, a la

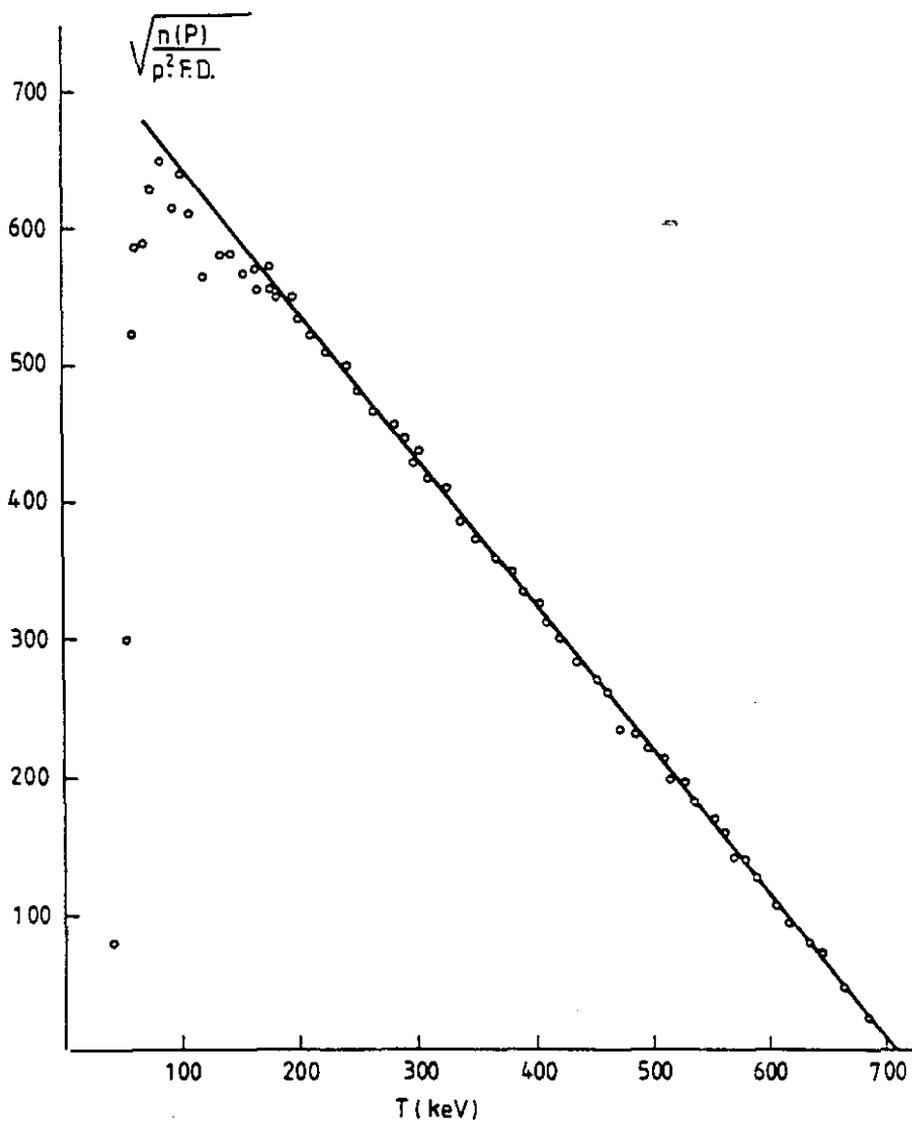


Fig.14.- Gráfico de Kurie del ^{36}Cl .

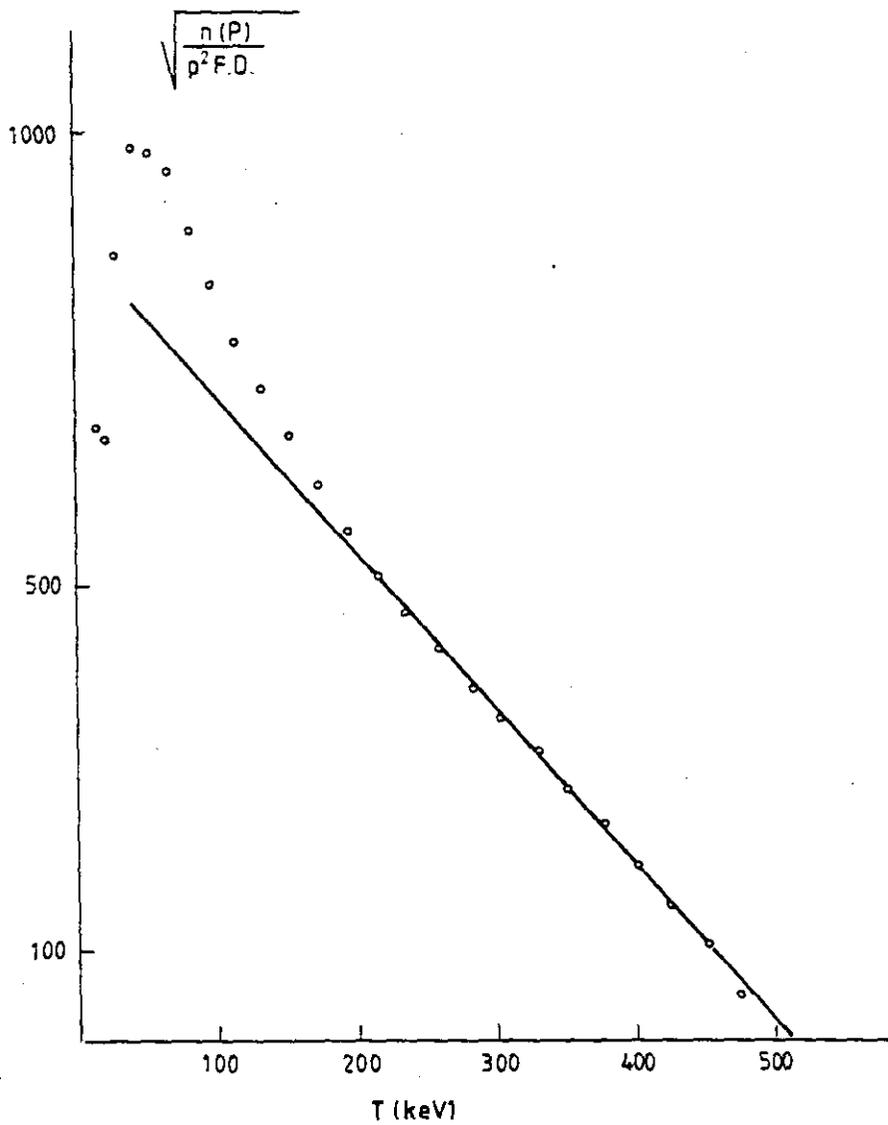


Fig.15.- Gráfico de Kurie del ^{137}Cs .

disminución de la eficiencia del espectrómetro y también a posibles efectos de autoabsorción en la muestra.

Para determinar la eficiencia en la zona de bajas energías se ha utilizado la comparación entre las intensidades observadas experimentalmente, de algunas líneas del espectro de electrones de un núcleo y los valores teóricos correspondientes. Se ha utilizado en este caso el ^{129}Xe ya que es un núcleo para el que existen valores teóricos fiables. Se han tomado las líneas Auger KLL y KLM del ^{129}Xe , las líneas de conversión L, M, N correspondientes a la transición de 39.6 keV. y las líneas K, L, M, de la transición de 93.3 keV de este mismo núcleo.

La intensidad de estas líneas de conversión interna, I_e , respecto a la de una línea de referencia, I_{eR} , viene dada por:

$$I_e = (\alpha / \alpha_R) (I_\gamma / I_{\gamma R}) I_{eR} \quad (\text{III.1})$$

donde α y α_R son los coeficientes de conversión interna de la línea desconocida y de la referencia respectivamente, y I_γ , $I_{\gamma R}$ son las correspondientes intensidades de las líneas gamma. Como línea de referencia se ha tomado la línea K de la transición de 411.5 keV que es de carácter M1 puro, según se deduce de los valores K/L obtenidos en este trabajo (Tabla V.10) y en acuerdo con los valores de la bibliografía más reciente. Por tanto para esta transición se puede calcular con precisión su coeficiente de conversión interna (Cap. I, [14-15]).

Las líneas de electrones utilizadas en la calibración realizada corresponden a dos rayos gamma de 39.6 y 93.3 keV asociados a las transiciones entre los niveles 39.6 - 0 y 411.5 - 318.2 respectivamente. La primera es de tipo M1 con una mezcla del 0.07% de E2 y la segunda de carácter M1 con 0.9% de E2 (Cap. I, [3]). Los correspondientes coeficientes de conversión han sido tomados de las tablas de Rösler et al. (Cap. I, [15]) y han sido obtenidos mediante el programa de ajuste desarrollado en este trabajo, apéndice II.

Las intensidades relativas, I_γ y $I_{\gamma X}$ han sido determinadas experimentalmente a partir de los espectros gamma obtenidos en este trabajo con la misma muestra de ^{129}Xe (Tabla V.11).

Comparando las intensidades determinadas en este trabajo con las calculadas mediante la expresión III.1 se obtiene la eficiencia del espectrómetro para energías superiores a los 34 keV, que es la correspondiente a la línea de conversión de menor energía. Para determinar la eficiencia relativa en el caso de energías inferiores se han empleado las líneas de electrones Auger, KLL y KLM del ^{129}Xe . Estas líneas tienen su origen en vacantes de la capa K que se producen debido a dos procesos distintos : por una parte la desintegración por captura K del ^{129}Cs y por otra la emisión de electrones de conversión interna de esta capa K. El número de vacantes K por cada desintegración del ^{129}Cs se obtiene a partir del esquema de desintegración de este núclido (Cap. I, [3]). Este cálculo se realiza conociendo el coeficiente α_K , la

probabilidad de emisión gamma, la población de un cierto nivel nuclear para una transición determinada y el número total de electrones de conversión, que se obtiene como la suma de todas las intensidades relativas de las líneas K que aparecen en los espectros experimentales de líneas de conversión interna. La intensidad total de electrones Auger se ha obtenido a partir del rendimiento de fluorescencia de la capa K del ^{129}Xe que es de $\omega_K = 0.889$ [9], de manera que la producción de electrones Auger resulta ser $a_K = 1 - \omega_K = 0.111$.

Las intensidades de las líneas KLL y KLM han sido calculadas suponiendo despreciable la intensidad de todas las líneas Auger excepto las KLL y KLM, y sabiendo que la relación de intensidades viene dada por $I_{KLM}/I_{KLL} = 0.393$ [10]. Esto se justifica por la débil contribución al espectro de dichas líneas, ya que las relaciones KLM/KLL y KLM/KLL para un Z determinado son muy pequeñas. Esta hipótesis ha sido comprobada experimentalmente en este trabajo ya que no se han detectado otras líneas Auger a pesar de que su energía es superior y por tanto el espectrómetro tiene mayor eficiencia en esa zona de energías.

Comparando las intensidades medidas de las líneas Auger con las calculadas se ha obtenido la curva de eficiencia del espectrómetro para energías menores de 34 keV, que se representa en la figura 16. En esta figura se observa la rápida disminución de la eficiencia para el caso de electrones con energías inferiores a 40 keV. A pesar de esto el espectrómetro tiene sensibilidad suficiente para detectar

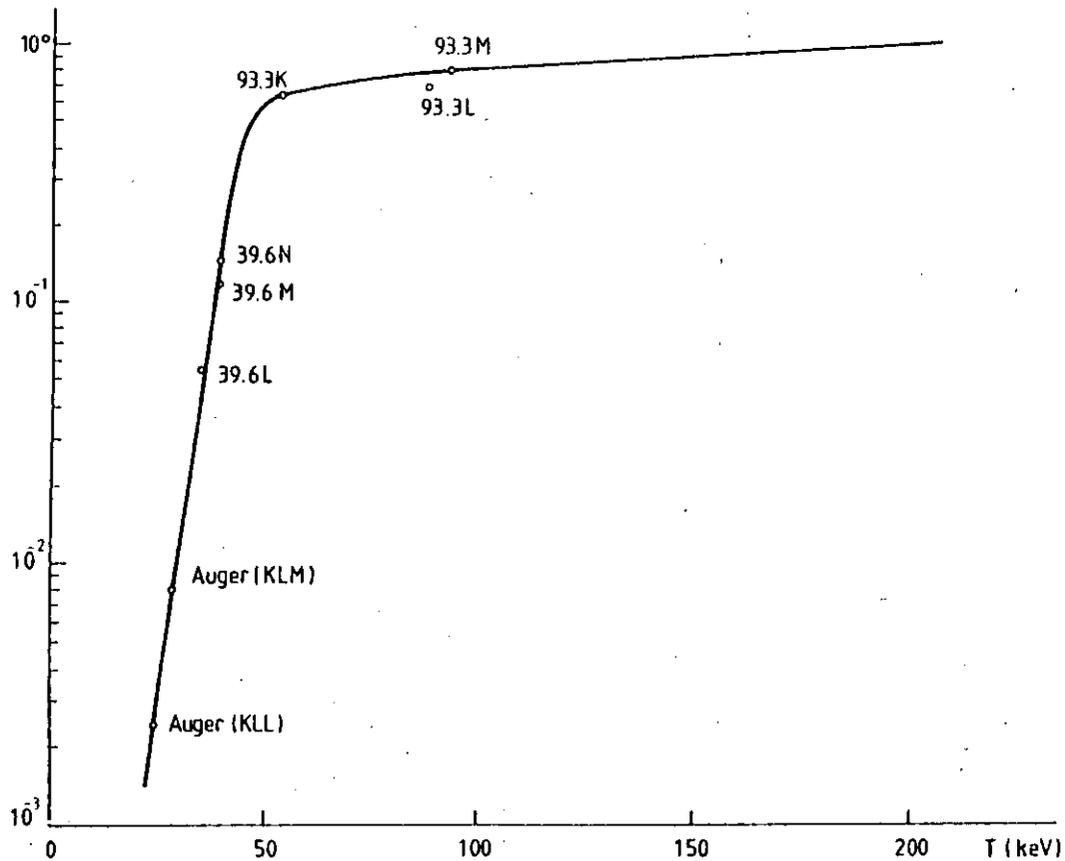


Fig.16.- Curva de eficiencia del espectrómetro β a bajas energías.

líneas con energía inferior a los 10 keV como veremos en el estudio de ^{129}Xe (Cap. V.3), ya que se ha podido determinar la intensidad de líneas en esta zona.

CAPITULO IV

METODO EXPERIMENTAL

El objetivo de este trabajo ha sido la determinación de coeficientes de conversión interna. A partir de los valores de estos coeficientes se ha deducido la multipolaridad, o mezcla de multipolaridades, de las transiciones, y el esquema de desintegración de los núclidos estudiados.

Hay distintas formas de medir los coeficientes de conversión basadas en determinar las probabilidades absolutas de emisión de electrones de conversión y de emisión gamma o la probabilidad total de la transición. En este trabajo se ha utilizado un método basado en determinar experimentalmente los coeficientes de conversión a partir de la medida de las intensidades relativas de las líneas de electrones de conversión y de las líneas gamma. Así se obtienen los coeficientes de conversión en una escala relativa que se pueden pasar a escala absoluta mediante el valor teórico o experimental del coeficiente para una transición de multipolaridad bien conocida.

IV.1.- DETERMINACION DE LAS INTENSIDADES DE LINEAS GAMMA

Los espectros de líneas gamma han sido obtenidos mediante la utilización de detectores de semiconductor, de Si[Li], Ge[Li] y Ge intrínseco según la zona de energías en cuestión.

Este tipo de detectores tiene capacidad para separar líneas cercanas en energías proporcionando una respuesta lineal en un amplio rango de energía, por lo que permiten la detección de rayos gamma con alta resolución. El detector de

germanio ha sido utilizado para analizar los rayos gamma con energías entre 100 keV y 3 MeV. Para las energías más bajas, de 5 keV a los 200 keV la detección se ha realizado con el detector de Si[Li] o el de germanio intrínseco, según la resolución requerida.

Se han determinado las intensidades relativas de las diferentes líneas gamma mediante la medida de las áreas correspondientes a cada línea obtenidas por el análisis de los espectros correspondientes. Para conocer las intensidades de las líneas es necesario determinar la respuesta en energía del sistema. Dada la variación de la respuesta del detector con la energía de la radiación incidente, se deberá conocer la respuesta en eficiencia del sistema. También es importante determinar previamente el espectro de fondo de laboratorio producido por los materiales que rodean al detector y evitar su interferencia con las líneas gamma del núclido en estudio.

En el caso de los espectros de baja energía correspondientes a la zona de rayos X, es necesario tener en cuenta la existencia de los denominados picos de escape. En los detectores de semiconductor la radiación incidente es absorbida en su mayor parte a través del efecto fotoeléctrico. Los átomos que forman el detector (Si o Ge) resultan ionizados por la radiación principalmente en la capa K. Estas iones pueden a su vez emitir electrones Auger, que tienen una probabilidad muy baja de escapar del detector, o rayos X de los que una fracción importante puede escapar. Si ocurre este fenómeno, el impulso recogido por el sistema de detección es

equivalente al producido por un fotón de energía $E_i - E_x$, donde E_i y E_x son las energías de la radiación incidente y del rayo X emitido, respectivamente. En los espectros tendrán que ser identificados estos picos de escape ya que pueden crear interferencias con las líneas de emisión que corresponden a las fuente radiactivas analizadas.

IV.1.1.- Identificación del fondo de laboratorio

La obtención y análisis de un espectro de fondo de laboratorio permite determinar en qué zona de energías aparecen líneas gamma que tengan su origen en la emisión de radiación por parte de los núclidos radiactivos que forman parte de los materiales que rodean al detector y que por tanto no proceden de las muestras sometidas a análisis. La intensidad relativa de estas líneas deberán ser tenidas en cuenta cuando se analicen los diferentes espectros, especialmente si estas líneas gamma del fondo tienen energías próximas a las de las líneas objeto de análisis. Cualquier variación observada en el espectro gamma de las fuentes estudiadas respecto del fondo, como modificaciones de la intensidad o la aparición de nuevas líneas, podrá ser una indicación de la presencia de contaminación.

Los isótopos radiactivos que existen en la naturaleza [1] tienen su origen en núcleos inestables cuyas vidas medias son largas comparadas con la vida de la Tierra y forman parte de los materiales que rodean al detector. Estos núcleos están

situados en la parte superior de la tabla periódica y se agrupan en tres familias o series radiactivas naturales : la del torio, la del uranio-radio y la del uranio-actinio. Estas series radiactivas se producen a través de una serie de desintegraciones α y β , que hacen disminuir los Z y A de los núcleos producidos y se desintegran hasta alcanzar un núcleo estable. Así se producen cuatro cadenas independientes de desintegración correspondientes a los números mágicos $4n$, $4n+1$, $4n+2$ y $4n+3$, donde n es un número entero.

En la figura 17 se presentan los esquemas de desintegración de las series del torio y del uranio [1], junto con los periodos y tipo de emisión de los núclidos que las componen. Estas cadenas son :

- La serie del Torio, $A = 4n$, que empieza en el ^{232}Th , que es un emisor α con período de 1.39×10^{10} años, y acaba en el ^{208}Pb que es estable.

- La serie del Uranio-Radio, $A = 4n + 2$, que comienza en el ^{238}U , que es emisor α con un periodo de 4.5×10^9 años, y termina en el ^{206}Pb que es estable.

- La serie del Uranio-Actinio, $A = 4n + 3$, que parte del ^{235}U que es un emisor α con un periodo de 7.07×10^8 años, y acaba en el ^{207}Pb que es estable.

La serie correspondiente a $A = 4n + 1$, que es la del Neptunio, no aparece en la naturaleza ya que es un emisor α con una vida media de 2.2×10^6 años y por tanto más corta que la edad de la Tierra (4.5×10^9 años). Por élllo, aunque la cadena existió en las primeras épocas de la formación de la

corteza terrestre, ahora ha decaído al ^{209}Bi que es estable.

En la figura 18 se representa un espectro de fondo del laboratorio, obtenido con el detector de Ge utilizado en este trabajo, con la identificación de los picos más importantes.

IV.1.2.- Calibración en energía

La calibración en energías de los detectores utilizados se ha llevado a cabo por el método habitual [2] en este tipo de experiencias, utilizando fuentes puntuales y calibradas de ^{22}Na y ^{60}Co .

De este modo se determinó la relación existente entre la energía del fotón γ y el número de canal correspondiente, durante el proceso de acumulación de cuentas y obtención del espectro.

IV.1.3.- Determinación de la eficiencia

El análisis de un espectro proporciona el área de las líneas que aparecen, es decir la intensidad de la transición, mientras que la calibración en energías permite determinar cual es la energía de la radiación correspondiente y por tanto identificar las transiciones del núclido radiactivo. Para conocer el número de fotones emitidos es necesario determinar la eficiencia ϵ del detector para cada línea en función de la energía del fotón incidente.

La eficiencia de un detector respecto a la energía E se

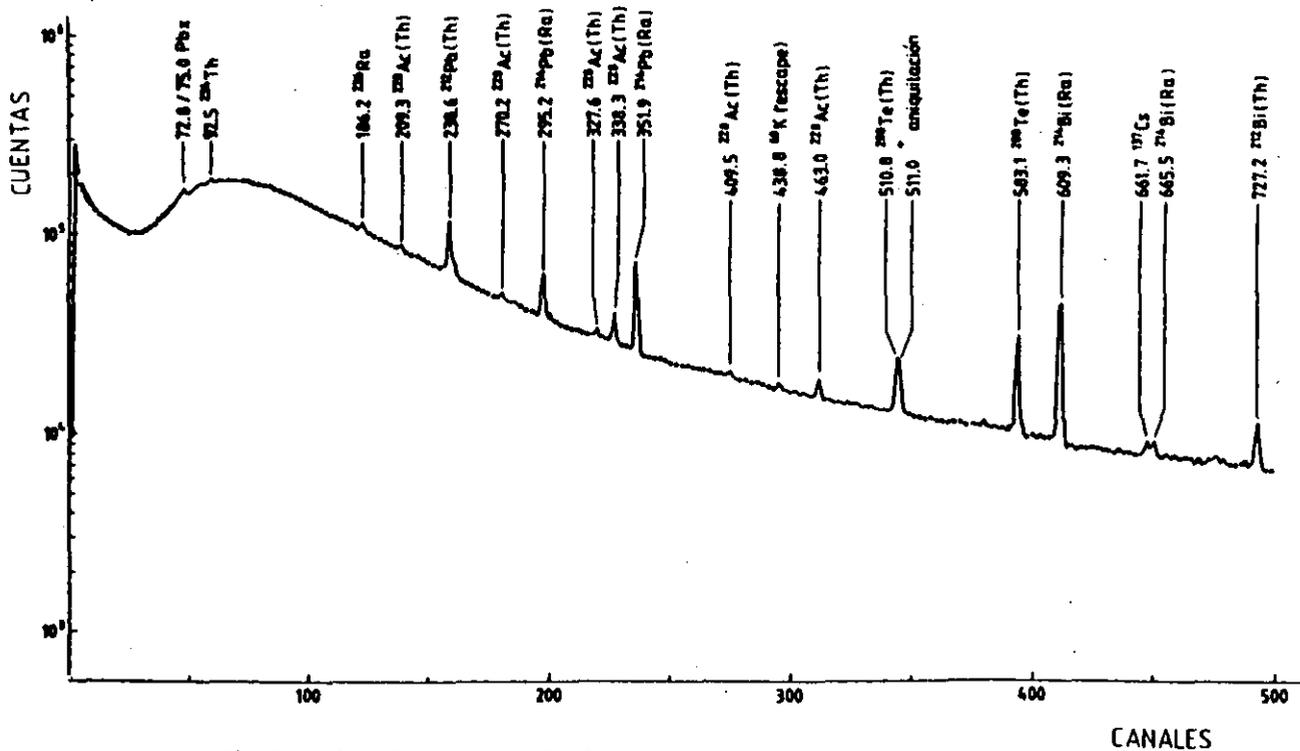


Fig.18 (a).- Espectro de fondo del laboratorio obtenido con el detector de Ge.

define como :

$$\epsilon(E) = n(E)/R(E) \quad (IV.1)$$

siendo $n(E)$ el ritmo de contaje, es decir el número de cuentas correspondiente a una línea de energía E dividido por el tiempo de medida y $R(E)$ el ritmo al que los fotones de energía E son emitidos por la fuente.

La eficiencia para un determinado pico de energía depende de la energía del fotón y por tanto de cómo interacciona dicho fotón con el detector. Para bajas energías el efecto fotoeléctrico es el más importante, por lo que la dependencia de ϵ con la energía se puede calcular como el producto de la probabilidad de que el fotón llegue al detector por la probabilidad de que sea absorbido. Para un fotón que incide en dirección perpendicular a la superficie del cristal del detector la eficiencia intrínseca hasta 30 keV en Si[Li] y 70keV en Ge vendrá dada por :

$$\epsilon_{in} = 1 - e^{-\mu l} \quad (IV.2)$$

siendo μ el coeficiente de atenuación lineal para Si o Ge y l el espesor del detector. Se supone que el fotón atraviesa el detector sin interacción o que todo suceso que se produzca contribuye al pico. Si existen capas donde el fotón puede atenuarse, como en la ventana, la capa de contacto o la zona libre de carga , deben introducirse en la expresión (IV.2) a

través de los correspondientes coeficientes de atenuación y los espesores de cada una de ellas.

Para energías más altas el efecto Compton y la producción de pares contribuyen al área de la línea y la expresión (IV.2) deja de ser válida. La forma del espectro puede calcularse teóricamente [2] pero la dificultad radica en conocer con precisión todos los parámetros del detector con suficiente exactitud. De un lado es necesario conocer los espesores de todos los materiales que intervienen y las dimensiones del cristal con suficiente precisión mediante expresiones semiempíricas que relacionan la eficiencia ϵ con las secciones eficaces de cada proceso : efecto fotoeléctrico, Compton y producción de pares. También existen modelos que permiten determinar la respuesta del detector mediante métodos de Monte Carlo [2] que permiten obtener la forma del espectro.

En este trabajo el método utilizado ha sido emplear fuentes puntuales calibradas, con un espectro conocido para determinar los puntos correspondientes a ciertas transiciones y emplear una función de ajuste de los puntos experimentales para determinar la respuesta en toda la zona de energías estudiada.

Una vez obtenidos estos valores para ciertas energías, la curva de calibración que permite obtener la eficiencia del detector para cualquier energía intermedia se obtiene mediante el ajuste de estos datos experimentales. Para determinar estos valores se utilizan diferentes funciones de ajuste [2]. Algunas se basan en expresiones semiempíricas y otras en

funciones analíticas [3,4] que reproducen la variación esperada de la eficiencia con la energía.

En este trabajo se han estudiado transiciones de núclidos con energías desde pocos keV hasta los 2 MeV. Aunque los procedimientos utilizados para la calibración son muy parecidos, hay consideraciones particulares que deben ser tenidas en cuenta según la región en que se trabaje. Por élllo la discusión del método de determinación de la eficiencia para detectores utilizados en este trabajo se subdivide en el rango de energías desde 3 a 60 keV y desde los 60 keV a los 2 MeV.

A.- Determinación de la eficiencia en el rango 3-60 keV

En este trabajo se ha efectuado la calibración por debajo de los 60 keV mediante la utilización de una fuente puntual de ^{241}Am . Este núclido tiene una serie de líneas gamma y de rayos X comprendidas entre 10 y 60 keV, por lo que resulta muy apropiado para calibrar detectores en esta zona, ya que las intensidades relativas de las líneas, el rendimiento de fluorescencia y las razones de ramificación se conocen con gran precisión.

El ^{241}Am tiene una vida media de 432.4 ± 0.4 años, desexcitándose por emisión de partículas α con energías entre 5280 y 5544 keV, [5], a niveles del ^{237}Np . En la desexcitación de los niveles del ^{237}Np se emiten rayos γ , rayos X, así como electrones de conversión y electrones Auger, lo que da lugar a un espectro de emisión bastante complejo.

Los rayos X del ^{237}Np se pueden clasificar en cuatro grupos : M, L_{α} , L_{β} y L_{γ} , que componen un total de 20 líneas comprendidas entre los 3 y 25 keV. Estas líneas junto con las transiciones gamma de 26.3, 33.1, 43.5 y 59.5 keV hacen que el ^{241}Am sea una fuente muy indicada la calibración en este rango de energías. En la figura 19 se presenta el espectro del ^{241}Am obtenido en la zona de bajas energías con el detector de Si[Li] empleado en este trabajo.

La obtención de la eficiencia mediante una fuente de ^{241}Am , requiere conocer adecuadamente las intensidades relativas de las líneas del espectro, el rendimiento de fluorescencia y las razones de ramificación [5-9].

La actividad de la fuente de ^{241}Am utilizada ha sido de 0.991 μCi , por lo que la eficiencia vendrá dada por :

$$\epsilon = \frac{A/s}{A(c/s)} \quad (\text{IV.3})$$

siendo A/s el área de cada pico dividida por el tiempo de acumulación y A(c/s) la actividad de la muestra en el momento de la medida :

$$A(c/s) = A_0 \cdot f \exp(-t \ln 2/T) \quad (\text{IV.4})$$

con A_0 la actividad inicial, f la fracción de rayos γ emitidos (razón de ramificación) y T el periodo de la fuente.

Cuando no es posible separar los picos, por corresponder a transiciones muy cercanas en energías se toma una energía

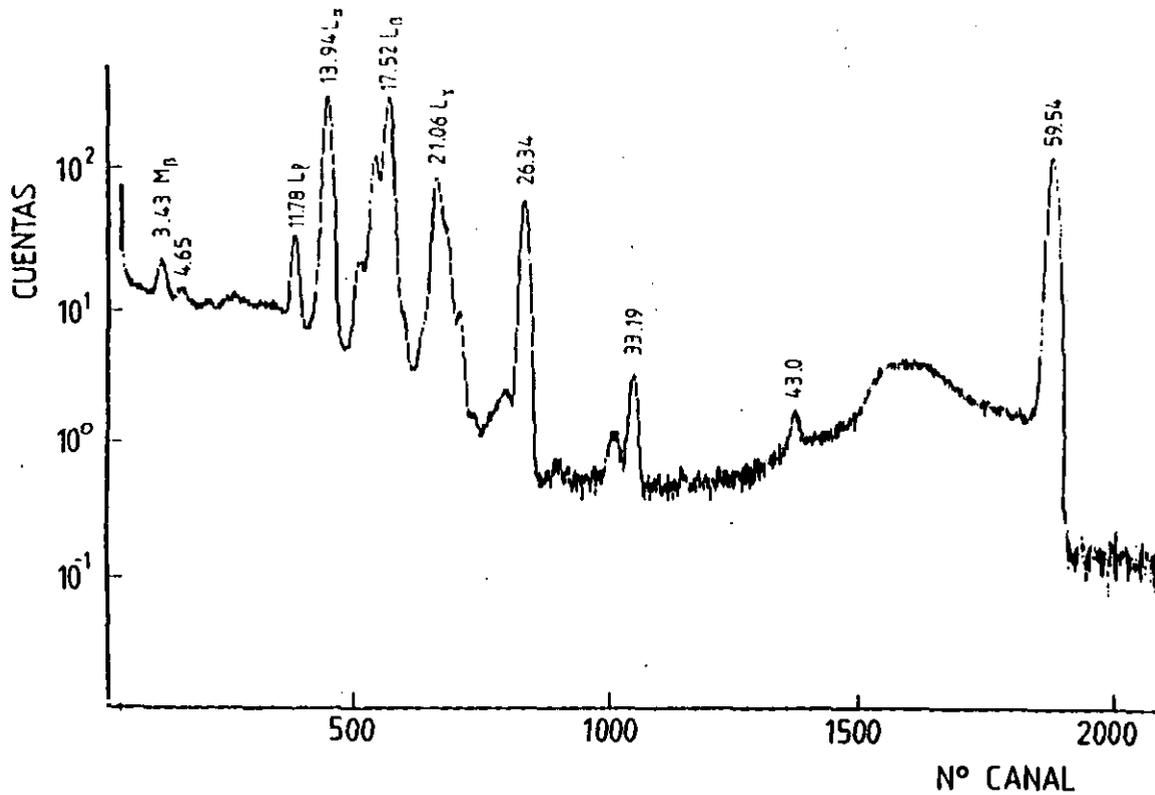


Fig. 19.- Espectro del ^{241}Am obtenido con el detector de Si(Li).

media para el conjunto de líneas y una razón de ramificación promediada. Este método, descrito por D.D. Cohen [7] permite identificar las líneas M del ^{241}Am , considerando un grupo de transiciones como una sola línea. En la Tabla IV.1 se presentan los valores de las razones de ramificación y las áreas de las líneas que se han utilizado para determinar la eficiencia del detector. El detector, en configuración plana, es de Si(Li) y tiene una ventana de Be con un espesor de 5 mm. Su diámetro es de 10 mm y su profundidad sensible es de 5.27 mm, siendo la distancia del cristal del detector a la ventana de 5 mm. Las capas donde se pueden absorber los fotones de baja energía además de esta ventana de Be, son el contacto de oro con un espesor de $\approx 200 \text{ \AA}$ donde se aplica el voltaje y un espesor de 0.1 \mu m para el silicio. El voltaje recomendado es de -1500 V y la resolución nominal es de 490 eV para la línea de 5.9 keV del ^{55}Fe . También se ha utilizado, en zonas de mayor resolución, un detector de germanio de alta pureza en configuración plana con un diámetro activo de 16 mm. Tiene una ventana de berilio de 0.127 mm de espesor y una resolución de 194 eV para la emisión de rayos X de 5.9 keV del ^{55}Fe .

la curva de eficiencia, figura 20, tiene una forma típica en este tipo de detectores, presentando una subida al principio, y decayendo rápidamente después de los 30 keV . los presentes valores experimentales han sido ajustados en este caso a una expresión de cuarto orden de la forma :

Tabla IV.1

Eficiencia del detector de Si[Li]

E (KeV)	Razón de Ramificación	Actividad (c/s)	Area/s	Eficiencia
3.43 M_{β}	0.372	13142	0.721	5.49×10^{-5}
4.65	0.0287	1014	0.099	9.76×10^{-5}
11.87 L_1	0.064	2261	0.727	3.22×10^{-4}
13.94 L_{α}	1.0	35328	12.02	3.40×10^{-4}
17.52 L_{β}	1.44	50872	17.73	3.48×10^{-4}
21.06 L_{γ}	0.378	13354	4.305	3.22×10^{-4}
26.34	0.189	6677	1.794	2.69×10^{-4}
33.19	0.0099	350	0.067	1.91×10^{-4}
43.0	0.0043	152	0.025	1.64×10^{-4}
59.54	2.69	95032	5.050	5.31×10^{-5}

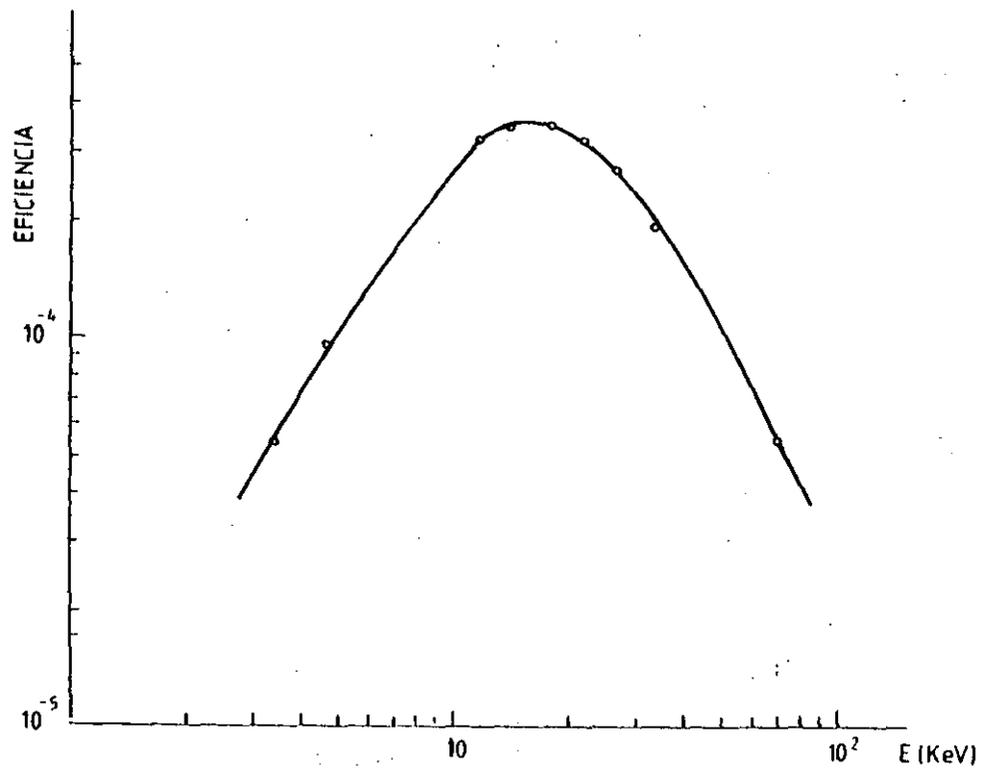


Fig.20.- Curva de eficiencia del detector de Si(Li).

$$\ln c = a_0 + a_1 \ln E + a_2 (\ln E)^2 + a_3 (\ln E)^3 + a_4 (\ln E)^4 \quad (\text{IV.5})$$

siendo c la eficiencia y E la energía correspondiente a la emisión gamma o de rayos X. Los valores obtenidos han sido $a_0 = -12.40164$, $a_1 = 1.571526$, $a_2 = 0.8041081$, $a_3 = -0.3549715$ y $a_4 = 0.0248546$

B.- Determinación de la eficiencia en el rango de 60 keV a 3 MeV.

El método utilizado en este trabajo para obtener la eficiencia en esta zona de energías se basa en determinar los espectros de una serie de fuentes con actividad, periodo y tasa de emisión de rayos γ bien conocidos. El cálculo de c se realiza de manera análoga a la descrita en el apartado anterior. El espectro de cada fuente se ha recogido durante el mismo tiempo de acumulación determinándose el área de cada línea y obteniéndose la actividad de las fuentes en el momento de la medida a partir de la actividad inicial.

El detector utilizado es de Ge[Li] coaxial de 4.8 cm de diámetro y 4.75 cm de longitud con una resolución de 1.89 keV para la línea de 1.33 MeV del ^{60}Co .

Las fuentes utilizadas han sido : ^{241}Am , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{88}Y , ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{203}Hg y ^{57}Co . Los valores de las energías, la razón de ramificación f y el periodo T se han tomado de las tablas de Lagoutine et al. [10].

Los valores de la actividad, periodo, razón de ramificación y las obtenidas para cada línea, junto con el valor de la eficiencia se muestran en la Tabla IV.2, y la representación gráfica de la energía en función de la eficiencia se presenta en la figura 21.

Los puntos experimentales obtenidos para la energía de las diferentes líneas gamma fueron ajustados por mínimos cuadrados a la expresión analítica propuesta por McNelles et al. [11] :

$$\epsilon = (a_1/E)^{a_2} + a_3 \exp (-a_4 E) + a_5 \exp (-a_6 E) \quad (\text{IV.6})$$

siendo ϵ la eficiencia relativa y E la energía del fotón gamma correspondiente. Los valores obtenidos en este caso para los parámetros a_1 , a_2 , a_3 , a_4 , a_5 , a_6 han sido 0.62192×10^3 , 0.98964 , 0.77805×10^2 , 0.27734×10^{-1} , 0.19621×10^2 y 0.18482×10^{-1} respectivamente.

Estos autores [11] utilizan una expresión que incluye un término adicional, a_7 , de orden superior. Sin embargo se ha comprobado, [2], que en la zona de energías en que se ha trabajado este término no modifica el ajuste de los puntos experimentales y puede emplearse la expresión (IV.6).

TABLA IV.2

Eficiencia del detector de Ge

	E_{γ} (KeV)	I	T (dias)	A_0 (c/s)	$A_0 f e^{-(t/T) \ln 2}$	Actividad del pico (c/s)	Eficiencia c
^{241}Am	59.54	0.359	157753	39516	3.41×10^4	258.9	1.84×10^{-2}
^{131}Ba	53.56	0.0219	3832.5	36001	7.05×10^2	6.5	9.43×10^{-3}
	79.62	0.0245			7.88×10^2	406.6	3.47×10^{-2}
	160.61	0.00653			2.10×10^2	8.3	4.19×10^{-2}
	223.12	0.00451			1.45×10^2	4.1	2.77×10^{-2}
	276.39	0.0717			2.31×10^3	52.9	2.31×10^{-2}
	302.85	0.1832			5.89×10^3	125.5	2.08×10^{-2}
^{137}Cs	356.02	0.621			2.00×10^4	354	1.77×10^{-2}
	385.85	0.0894			2.88×10^3	49.2	1.71×10^{-2}
^{137}Cs	661.66	0.851	10950	39886	3.26×10^4	313.1	9.56×10^{-3}
^{60}Co	1173	0.99	1923.6	40552	3.24×10^4	177.3	5.47×10^{-3}
	1332.50	1			3.24×10^4	155.8	4.81×10^{-3}
^{86}Y	898.04	0.94	106.61	40330	6.67×10^2	4.7	7.07×10^{-3}
^{22}Na	1274.54	0.999	949.7	40256	2.56×10^4	117	4.57×10^{-3}
^{54}Mn	834.84	0.999	312.14	42402	1.07×10^4	80.1	7.49×10^{-3}
^{203}Hg	279.19	0.815	46.3	79439	6.30	0.18	2.86×10^{-2}
^{57}Co	122.06	0.856	271.1	48026	8.40×10^3	375.9	4.48×10^{-2}
	136.47	0.1058			1.04×10^3	45.36	4.36×10^{-2}

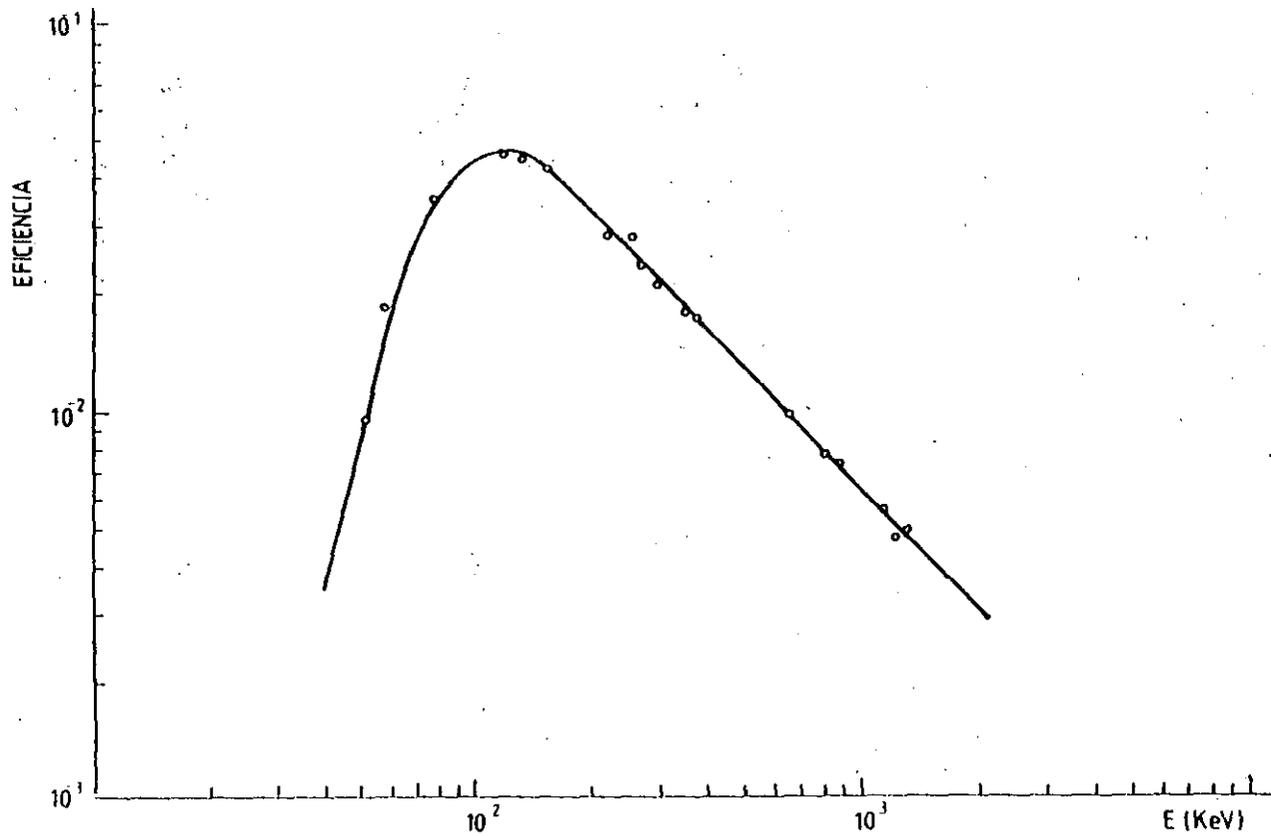


Fig.21.- Curva de eficiencia del detector de Ge.

IV.2.- DETERMINACION DE LAS INTENSIDADES DE LINEAS DE ELECTRONES DE CONVERSION

Los espectros de electrones de conversión interna han sido obtenidos con el espectrómetro descrito en el capítulo III. El sistema experimental proporciona el número de cuentas detectado en un cierto intervalo de tiempo en función del número de canal, por lo que estos espectros no permiten analizar directamente las intensidades de las líneas de electrones. Este número de canal puede expresarse en función de la intensidad de corriente que pasa a través de las bobinas, y ésta, a su vez, en función de la energía cinética del electrón, teniendo en cuenta la calibración en energías del espectrómetro (Fig. 11). Utilizando la relación existente entre esta energía y el producto $B\rho$, rigidez magnética, (II.5), se puede finalmente representar el espectro de electrones de conversión, y obtener el número de cuentas correspondientes a cada línea, en función del campo magnético aplicado. La anchura de estas líneas es proporcional al momento cinético de los electrones, por lo que las áreas obtenidas directamente del análisis de los espectros han sido normalizadas teniendo en cuenta dicho momento (Cap. II.3.1).

Se ha tenido también en cuenta el decaimiento de la actividad de la muestra durante el periodo de tiempo empleado para obtener los espectros obtenidos, ya que la duración del barrido puede llegar a las 24 horas en el caso de líneas de baja intensidad y fuentes poco activas. También se han

considerado las correcciones por tiempo muerto debidas al sistema de recuento a partir de la relación :

$$N_r = N_c \frac{1}{1 - \bar{N}_c T} \quad (\text{IV.7})$$

donde N_r es el número de cuentas real y N_c el observado por el sistema de recuento, \bar{N}_c el número de cuentas observado por unidad de tiempo y T el tiempo muerto.

Finalmente el valor relativo de la intensidad de las líneas de electrones se ha corregido por la eficiencia del espectrómetro obtenida según el método descrito en el Capítulo III.

Para determinar con precisión las líneas de conversión interna es necesario una relación señal-ruido y una resolución espectral óptimas. Esto es debido a la baja intensidad de algunas líneas de conversión y a que para cada transición aparecerán electrones de conversión de las distintas capas (K, LI, LII, LIII, MI, ...MV, ...) que pueden mezclarse con las líneas correspondientes a otras transiciones cercanas en energías.

IV.3.- DETERMINACION DE LOS COEFICIENTES DE CONVERSION INTERNA

Mediante la medida de las intensidades de líneas de electrones de conversión y de líneas gamma podemos establecer el correspondiente coeficiente de conversión en la forma :

$$\alpha_{\gamma} = I_e / I_{\gamma} \quad (\text{IV.8})$$

es decir expresándolo en una escala relativa, ya que tanto I_e como I_{γ} son el producto de la probabilidad de población del nivel correspondiente por la probabilidad de emisión de electrones de conversión interna o rayos γ respectivamente. Teniendo en cuenta la definición de los coeficientes de conversión α_K y α_L , $\alpha_K / \alpha_L = P_{e_K} / P_{e_L}$, se puede determinar la relación :

$$\alpha_K / \alpha_L = I_K / I_L \quad (\text{IV.9})$$

donde I_K es la intensidad relativa de una línea de conversión proveniente de electrones de la capa K y I_L la intensidad correspondiente a capa L.

Estos valores relativos se han pasado a una escala absoluta tomando para normalizar el valor del coeficiente de conversión, teórico o experimental, de una transición bien conocida de multipolaridad dada. Una vez elegida dicha línea y el valor que corresponda del coeficiente de conversión es posible normalizar todos los demás valores experimentales. Según el caso el valor utilizado para la normalización ha sido el correspondiente a los cálculos teóricos de Rösler et al. (Cap. I, [15]), obtenido mediante el programa de interpolación que se ha desarrollado en este trabajo, o el valor experimental determinado por otros autores.

Basándonos en los resultados obtenidos por Rösler et al. (Cap. I, [15]) y para facilitar el manejo de las tablas y el procedimiento de interpolación, se ha desarrollado un sencillo programa para determinar, directamente, los coeficientes α_K , para las multipolaridades E1, E2, E3, M1, M2 y M3, sin más que especificar la energía del rayo gamma y el número atómico del elemento que se trate. El método numérico utilizado se basa en un ajuste polinómico de los resultados teóricos que figuran en las tablas propuesto por Kantele [12]. La descripción y el listado del programa, escrito en fortran, y los valores de los coeficientes de conversión que se han obtenido para los núcleos estudiados en este trabajo se presentan en el apéndice II.

Una vez determinados los coeficientes de conversión es posible deducir la multipolaridad de la transición en cuestión. También es posible deducir esta información mediante la relación entre las intensidades de las líneas de electrones correspondientes a las capas K y L de acuerdo a la relación (IV.9).

IV.4. - OBTENCIÓN DE LAS FUENTES RADIATIVAS UTILIZADAS EN ESTE TRABAJO.

El desarrollo realizado a partir de los años sesenta, de métodos para la producción de haces de átomos radiactivos se basa en las reacciones nucleares que se producen al bombardear un blanco utilizando como proyectiles neutrones térmicos,

iones pesados, protones, etc.. Estos métodos se clasifican según el mecanismo de la reacción, la energía, el tipo de proyectil utilizado y la naturaleza del blanco, que determinarán el tipo de núcleo que se obtenga.

Dentro de las diferentes reacciones empleadas se encuentran las reacciones de desprendimiento ("spallation"), que consisten en provocar, utilizando como proyectiles protones con energías de varios cientos de MeV, reacciones en los núcleos del blanco produciéndose en muchos casos fragmentación múltiple.

Los núcleos, una vez producidos, deberán separarse del blanco para seleccionar y aislar el elemento deseado. En general estos núcleos tienen vidas medias muy cortas y todos estos procesos deben ser, en consecuencia, realizados muy rápidamente.

Se utilizan diferentes métodos de separación, basados en la selección en masa mediante la aplicación de campos magnéticos variando su grado de selectividad en razón inversa a su eficacia. Cuando la selección se realiza en Z y A, la separación constituye también una identificación del núcleo, pero en otros casos es necesario efectuar la identificación después de la separación.

Dentro de las técnicas existentes la separación de masas en línea (Isotope Separation On Line = ISOL), consiste en un separador de isótopos instalado directamente en un acelerador. El blanco está situado en la fuente de iones del separador electromagnético o directamente conectado con ésta. Los iones

que se forman en la fuente, esencialmente monoenergéticos, se aceleran a potenciales entre 10 a 60 keV y el haz así formado es dividido en sus diferentes componentes por la acción de un campo magnético. Después estos haces perfectamente separados son dirigidos hacia las distintas áreas experimentales. Esta técnica permite aislar desde su formación el núcleo particular (Z,A) que se quiere estudiar, lo que es muy importante en el caso de núcleos de vida media muy corta.

Los núcleos estudiados en este trabajo fueron obtenidos en el separador de masas "on line" ISOLDE [13] que se encontraba acoplado al sincro-ciclotrón SC del CERN. Se utilizaron reacciones de desprendimiento ("spallation") para la producción de los núcleos de interés, utilizando como proyectiles protones de 600 MeV, procedentes del acelerador, con una intensidad máxima del haz de $4\mu\text{A}$. La razón por la que se han elegido en el ISOLDE los protones como proyectiles radica en su amplio rango de utilización, permitiendo el uso de blancos de cientos de g/cm^2 de grosor y consiguiéndose así un rendimiento de producción del orden de 10^{11} átomos por segundo por μA del haz incidente.

Los productos de reacción formados en la superficie del blanco se termalizan evaporándose del grueso del material, difundiéndose en vacío hacia una fuente de iones a través de una línea de transferencia. Esto se consigue calentando el blanco a una temperatura tal que los productos de la reacción se desprendan por procesos de desorción o difusión, transfiriéndose entonces a la fuente de iones. La afinidad

química de los elementos producidos respecto de las paredes donde está situado el blanco y el tubo de transferencia que conduce a la fuente de iones juega un papel importante, ya que pueden causar pérdidas por absorción. El blanco y la fuente de iones se mantienen a un potencial de 60 keV que extrae y acelera los iones que se producen haciéndoles pasar por un campo magnético donde se produce la separación en masas.

El blanco debe ser escogido de tal forma que produzca los elementos de interés, es decir se elige aquél cuya sección eficaz para la reacción nuclear deseada sea más favorable. En cuanto a la fuente de iones no existe una específica para cada separador de masas [13], sino que cada fuente de iones se combina con el tipo de blanco utilizado, eligiéndose según su eficacia y selectividad para el elemento que se quiere producir. La fuente de iones más simple está basada en el principio de ionización de superficie a alta temperatura, donde átomos con un potencial de ionización pequeño pueden ser ionizados, o átomos con alta afinidad electrónica ganan electrones al incidir sobre la superficie. Fuentes de iones basadas en este principio han sido desarrolladas en el ISOLDE para la producción de iones positivos de elementos alcalinos y alcalinotérreos, así como de iones negativos de elementos con una afinidad electrónica mayor que 2.5 eV.

El desarrollo de este trabajo ha sido realizado dentro del programa de colaboración "Test of off-line beta-ray spectrometer using radioactive sources produced at ISOLDE", IS01-6 (Apéndice I), suscrito entre el CERN, la cátedra de

Física Atómica de la Universidad Complutense de Madrid y la Unidad de Física Atómica del Instituto de Investigación Básica del CIEMAT. Como parte de esta colaboración el CERN cedió a la cátedra de Física Atómica el espectrómetro magnético de doble enfoque que se ha descrito en el capítulo III. Completada su instalación y la puesta a punto de los sistemas de detección, así como los de adquisición y análisis de datos, se procedió a su aplicación en el análisis de fuentes radiactivas. De esta forma se han analizado una serie de núcleos obteniéndose los coeficientes de conversión y la multipolaridad de sus transiciones.

Con este objetivo se desarrolló un método que permitía que las fuentes producidas en el ISOLDE fueran enviadas a Madrid por vía aérea para su análisis en el laboratorio. De esta forma se estaba en condiciones de analizar las fuentes enviadas antes de pasadas doce horas desde el comienzo de la producción del núclido de interés. El proyecto ha permitido contar con el único espectrómetro magnético de este tipo existente en nuestro país, y disponer así de un instrumento de gran interés para realizar experimentos de espectrometría nuclear.

CAPITULO V

NUCLEOS ESTUDIADOS

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos en este trabajo en la determinación de los coeficientes de conversión interna y de probabilidades de transiciones gamma. Estos valores se han utilizado para determinar las multipolaridades de las transiciones correspondientes.

El estudio realizado se justifica por las imprecisiones existentes en la bibliografía sobre la situación en los esquemas de algunas líneas gamma, sobre todo las más débiles, la asignación de los valores de los spines y la multipolaridad de las transiciones. Los núclidos analizados son deficientes de neutrones y están incluidos en la zona de desintegración β o CE en el plano (Z,N), y se encuentran en los bordes de aquellas regiones donde se han observado núclidos con espectros de rotación del tipo que corresponden a los núcleos deformados. De esta forma la información experimental recogida sobre los parámetros nucleares citados, resulta de interés para la comprobación de los resultados teóricos obtenidos con los distintos modelos que intentan explicar el comportamiento de estos núcleos. Además estos núclidos corresponden a valores del número Z comprendidos entre 34 y 63. Por tanto su estudio permite obtener las intensidades de líneas electrónicas y los coeficientes de conversión en un amplio rango de valores de Z para comprobar la puesta a punto del espectrómetro magnético de doble enfoque que se ha utilizado en las medidas.

Los núcleos analizados han sido obtenidos en el separador de isótopos "on-line" ISOLDE, instalado en el laboratorio europeo del CERN (Ginebra), que se describe en el capítulo

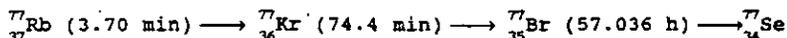
anterior, dentro de los experimentos de la colaboración ISOL-6.

Los núcleos estudiados han sido : $^{77}_{34}\text{Se}$, $^{105}_{46}\text{Pd}$, $^{129}_{54}\text{Xe}$,
 $^{137}_{55}\text{Cs}$, $^{148}_{63}\text{Eu}$ y $^{149}_{62}\text{Sm}$.

Los valores obtenidos en la determinación de las líneas de conversión interna del ^{129}Xe , en la zona de bajas energías y su comparación con los resultados, teóricos y experimentales, encontrados en la bibliografía, se han utilizado para determinar la calibración en eficiencia del espectrómetro magnético de doble enfoque, como se indicó en el capítulo III.

V.1.- ESTUDIO DE LA DESINTEGRACION DEL ^{77}Br .

El ^{77}Br se desintegra por captura electrónica al ^{77}Se con una vida media de 57.036 h. La fuente radiactiva que se ha utilizado ha sido obtenida a partir de la cadena



El ^{77}Br fue obtenido por primera vez en 1948 por Woodward et al. [1] mediante bombardeo de ^{76}Se con deuterones y de ^{74}Se con partículas α . Estos autores observaron la producción de rayos gamma y rayos X asociados a la desintegración por captura electrónica del bromo y determinaron la actividad mediante técnicas de absorción.

V.1.1.- Obtención de la fuente

El núclido ^{77}Rb se obtuvo mediante las reacciones de desprendimiento producidas al bombardear con protones un blanco de niobio de 50 g/cm^2 de espesor. Los productos de las reacciones se transfieren a una fuente de iones de superficie positiva. En este tipo de fuente los átomos con potenciales de ionización bajos se ionizan por contacto con la superficie de un material cuya función de trabajo es alta, y que se mantiene a una temperatura suficientemente elevada como para desorber iones. La fuente está formada mediante un estrechamiento construido en tántalo situado al final de la línea de

transferencia con el blanco que se calienta resistivamente mediante una corriente de 120 a 400 A a una temperatura de 1000°. A la salida de la fuente de iones se obtuvo un haz de ^{77}Rb con una intensidad de 1.9×10^8 iones/s que se depositó durante 17 h 13 min en una lámina de aluminio. Trás este tiempo se aumentó la intensidad del haz de protones a 2.45 μA optimizándose las condiciones del sistema blanco-fuente de iones al elevar la temperatura del blanco y reenfocando el haz. De esta forma la intensidad del haz de ^{77}Rb se elevó a 1.06×10^9 iones/s, continuándose la recogida del haz durante 5 h 29 min. Al terminar la irradiación, la actividad total de la fuente era de 3.44×10^6 Bq. Transcurrido el tiempo necesario para la desaparición de los elementos de vida más corta la fuente fue enviada a Madrid para su análisis, empezándose las medidas en el laboratorio con una actividad de 1.71×10^4 Bq debida al ^{77}Se .

V.1.2.- Intensidades de líneas de electrones de conversión

Un ejemplo de los espectros de electrones de conversión interna del ^{77}Se obtenidos en este trabajo se presentan en la figura 22.

En la tabla V.1 se presentan los resultados para las intensidades de líneas electrónicas de la capa K, I_K , junto con los de Sarantites y Erdal [2] que son los más recientes de la bibliografía, para su comparación. Como se puede observar en la tabla, la única discrepancia notable es la que aparece

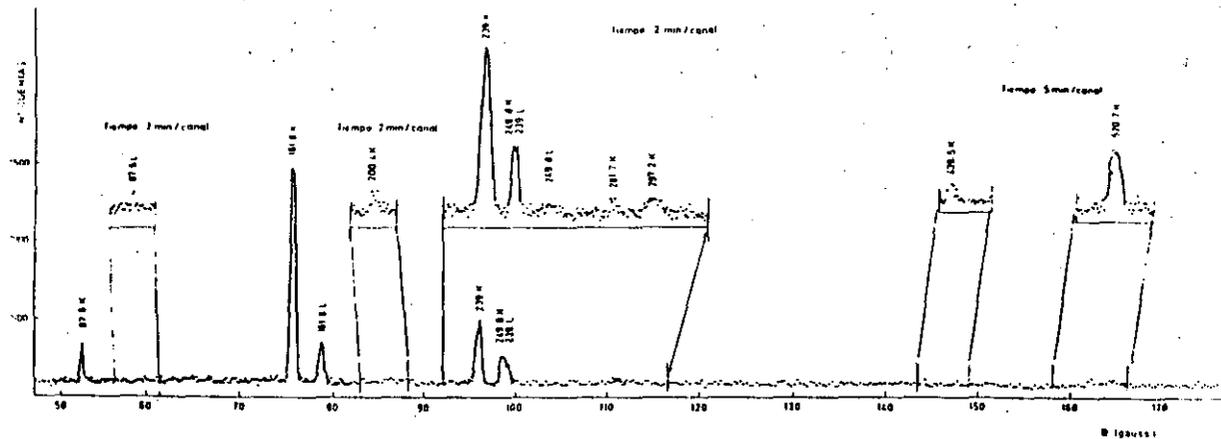


Fig. 22.- Espectro de líneas de electrones de conversión observadas en el ^{77}Se .

TABLA V.1

Intensidades relativas de líneas de conversión interna K
y relaciones K/L teóricas y experimentales en ⁷⁷Se

E(keV)	I _K		K/L EXPERIMENTAL		K/L TEORICO											
	Sarantites y Erdal (1969) (a)	Este trabajo	Tokunaga et al. (1985) (b)	Este trabajo	Sliv y Band (1965)						Rösel et al. (1978)					
					E1	E2	E3	M1	M2	M4	E1	E2	E3	M1	M2	M4
87.59	9.25	20.1 ± 3.0	7.19	7.8 ± 1.5	9.43	6.25	2.98	8.76	6.68	5.10	8.85	6.76	3.09	8.77	7.07	5.48
161.83	100	100	5.88	5.3 ± 1.0	8.76	8.23	5.76	8.86	6.67	4.53	9.19	7.50	5.81	9.34	7.14	5.00
200.40		3.8 ± 0.8				7.86		8.98				8.23		9.25		
238.98	27.15	27.5 ± 5.5				8.01		9.26				8.23		9.11		
249.77		8.6 ± 1.7	8.11	7.0 ± 1.5		7.95		8.96				8.50		9.06		
281.65	1.13	2.06 ± 0.3				8.04		8.85				8.70		9.35		
297.23	2.08	1.75 ± 0.3				8.21		8.76				8.74		9.31		
520.69	3.59	4.5 ± 0.5						10.25		9.06		9.26		9.12		

Errores : (a) 15% - 20%. (b) 10% - 15%

para el valor de la transición de 87.5 keV. No obstante el resultado de este trabajo proporciona un coeficiente de conversión en mejor acuerdo con los estudios más recientes como se explica más adelante. Para obtener la I_K correspondiente a la transición de 249.7 keV se ha tenido en cuenta la contribución de la línea L de la transición de 238.9 keV.

Así mismo, en esta tabla, se han incluido los valores experimentales obtenidos para la relación de intensidades entre las líneas de las capas K y L. Como puede observarse los valores para la relación K/L están en buen acuerdo con los resultados obtenidos por Tokunaga et al. [3], que han sido obtenidos mediante el estudio del espectro de electrones del ^{77}Se tras la reacción $^{76}\text{Se} (n, \gamma)$. En dicha tabla se presentan también los valores teóricos obtenidos para la relación K/L por los cálculos de coeficientes de conversión interna de Sliv y Band (Cap. I, [14]) recopilados en K. Siegbahn (Cap. II, [1]), y de Rösel et al. (Cap. I, [15]) para las multipolaridades compatibles con los spines adoptados [4]. No se observan discrepancias entre los valores teóricos, por lo que, para mejor manejo de las tablas, solo incluiremos en las tablas siguientes los valores de Rösel et al. (Cap. I, [15]), que se consideran también de mayor fiabilidad debido a la introducción de correcciones relativistas en los cálculos. Para la transición de 87.5 keV se obtiene una relación K/L de 7.8 ± 1.6 en buen acuerdo con el valor 7.19 obtenido por Tokunaga et al. [3] lo que confirma el valor para I_K del

presenta trabajo.

V.1.3.- Intensidades de líneas gamma

El espectro gamma obtenido para el ^{77}Se a partir de la desintegración del ^{77}Br se presenta en la figura 23. Las intensidades relativas han sido obtenidas a partir del análisis del área de los picos y la tabla V.2 presenta los resultados obtenidos para las líneas provenientes de las diferentes transiciones que se producen en el ^{77}Se .

Los primeros estudios detallados del ^{77}Se fueron realizados por Girgis et al. [5] y Monaro [6] mediante espectrometría de centelleo con NaI(Tl) y coincidencias γ - γ . Posteriormente Ardisson y Ythier [7] determinaron las intensidades de líneas gamma del ^{77}Se con detectores de Ge(Li) y Braga y Sarantites [8] con un detector de Ge(Li)-NaI(Tl) en un espectrómetro en montaje anti-Compton.

Como puede observarse, a partir de la tabla V.2, los resultados de este trabajo están de acuerdo con los de los autores más recientes [2, 5-8]. También se ha consultado la bibliografía anterior a 1963, pero debido a las pocas líneas que incluyen dichos autores [9-14] sus valores no se han incluido en esta tabla. La recopilación más reciente [15], de parámetros nucleares realizada para este núclido se basa, principalmente, en los valores dados por Braga y Sarantites [8]. En esta recopilación no aparecen las líneas 292.8, 656, 682, 811.7 y 843.8 keV, observadas por Sarantites y Erdal [2]

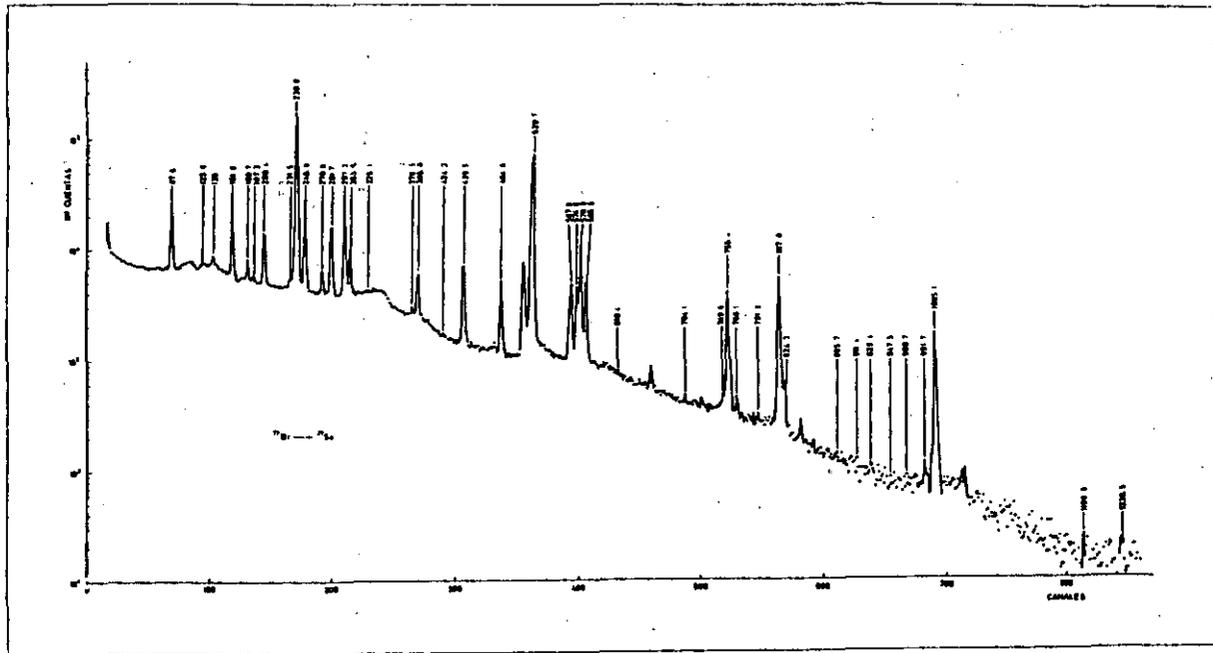


Fig.23.- Espectro de rayos gamma observados en el ^{77}Se .

TABLA V.2

Intensidades relativas de líneas gamma observadas en ^{77}Se

E (keV)	Girgis et al. (1959) (a)	Monaro (1963) (a)	Ardisson y Ythier (1967) (b)	Sarantites y Erdal (1969) (c)	Braga y Sarantites (1974) (d)	Este trabajo
80.9				0.09		0.10 ± 0.02
87.59	4.5	5.4	3.6	5.36	6.06	7.32 ± 0.50
125.57					0.04	0.035 ± 0.01
138.95				0.49	0.56	0.54 ± 0.12
141.1					0.011	0.013 ± 0.001
144.5					0.025	0.017 ± 0.001
161.83	3.0	3.3	4.2	5.2	4.77	5.0 ± 0.4
180.68			0.93	1.31	1.23	1.05 ± 0.05
187.26				0.33	0.25	0.22 ± 0.03
200.40	2.2	2.4	5.54	5.3	5.25	5.2 ± 0.4
231.49				0.43	0.27	0.39 ± 0.12
238.98	100	100	100	100	100	100
243.35				0.19	0.16	0.20 ± 0.03
249.77		8.7	10.1	12.4	12.9	12.75 ± 0.80
270.83			0.77	1.30	1.39	1.28 ± 0.40
277.47				0.16	0.14	0.19 ± 0.40
281.65		10	9.7	9.3	9.9	9.1 ± 0.6
297.23	22	20	14.95	16.0	18.0	17.34 ± 0.60
303.76			6.76	4.76	5.1	4.81 ± 0.50
325.08				0.10	0.10	0.10 ± 0.03
331.23				0.31	0.29	0.25 ± 0.04
342.08					0.027	0.026 ± 0.002
378.45				0.23	0.26	0.23 ± 0.01
384.99	2.1	3	2.97	3.04	3.62	3.27 ± 0.20
390.97					0.097	0.099 ± 0.010
405.87					0.032	0.028 ± 0.004
419.15				0.069	0.071	0.062 ± 0.010
424.22					0.095	0.088 ± 0.013
439.47	5.6	7.2	5.65	6.2	6.77	7.1 ± 0.5
472.03				0.073	0.034	0.033 ± 0.013
484.57		12	2.16	3.65	4.33	4.16 ± 0.50

TABLA V.2 (Continuación)

E (keV)	Girgis et al. (1963) (a)	Monaro (1963) (a)	Ardisson y Ythier (1967) (b)	Sarantites y Erdal (1969) (c)	Braga y Sarantites (1974) (d)	Este trabajo
504.53					0.039	0.040 ± 0.002
517.9					0.7	0.68 ± 0.03
520.69	74	78	77.2	90.6	97.0	100 ± 5
523.4					0.17	0.16 ± 0.01
565.91				1.65	1.85	1.8 ± 0.1
567.90		7.9	4.55	3.23	3.71	3.8 ± 0.4
574.64			2.22	4.25	5.14	5.1 ± 0.4
578.91	24	22.1	10.0	10.8	12.8	12.6 ± 0.8
585.48			4.87	4.87	6.79	6.85 ± 0.50
610.39				0.10	0.093	0.10 ± 0.02
662.43	1.1	1.0	0.53	0.44	0.35	0.48 ± 0.04
704.09				0.10	0.069	0.075 ± 0.011
749.55				0.19	0.128	0.14 ± 0.04
755.35	5.4	6.6	5.38	5.5	7.22	7.62 ± 0.50
766.11			0.11	0.18	0.18	0.22 ± 0.03
791.26				0.049	0.040	0.054 ± 0.007
817.79	7.5	9.6	6.24	7.8	9.0	10.9 ± 0.8
824.28				0.55	0.057	0.80 ± 0.22
885.71				0.034	0.036	0.050 ± 0.004
980.81					0.016	0.020 ± 0.007
991.72				0.077	0.096	0.120 ± 0.012
1005.05	3.0	4.4	2.35	3.15	4.0	4.47 ± 0.50

Errores : (a) 10% - 45%, (b) 5% - 20%, (c) 1% - 5%, (d) 1% - 25%

y que se pueden catalogar de dudosas. El presente trabajo permite detectar la existencia de las líneas de 292.8, 656 y 843.8 keV, confirmando los resultados de Sarantites y Erdal [2] y justificando su inclusión en el esquema de niveles. Las restantes líneas propuestas por estos autores [2] que no aparecen en la tabla, no han sido detectadas en los espectros analizados.

Canada y Michel [9] propusieron el primer esquema de desintegración del ^{77}Br que fue confirmado poco después [16] mediante el análisis de espectros de coincidencias gamma-gamma. Posteriormente, estudios realizados mediante detectores de centelleo del espectro gamma [5, 6 y 10], correlaciones angulares y coincidencias [6] determinaron transiciones adicionales y nuevos niveles. Estos resultados fueron confirmados por el primer estudio realizado [7] utilizando un detector de Ge(Li), donde se identifican un total de 23 transiciones gamma, y se incorpora un nuevo nivel de 845.5 keV.

El esquema de desintegración fue nuevamente estudiado [8] resolviendo la existencia de ciertas líneas dudosas y, mediante correlaciones, confirman el esquema de desintegración existente [2]. Los resultados se encuentran en la última recopilación para el ^{77}Se publicada en Nuclear Data Sheets en 1989 [15], figura 24.

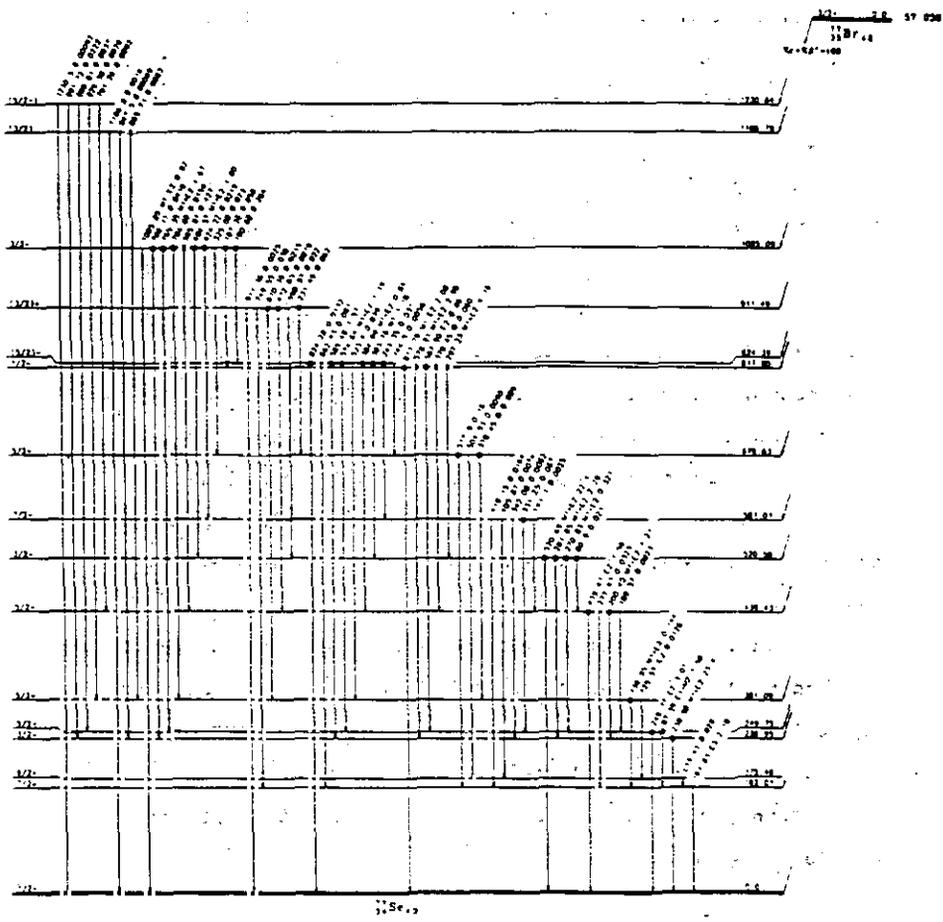


Fig. 24. - Esquema de niveles del ⁷⁷Se.

V.1.4.- Coeficientes de conversión interna y multipolaridades

Mediante los resultados de las intensidades de electrones de conversión interna obtenidos en este trabajo y las correspondientes intensidades de rayos gamma, se han determinado los coeficientes de conversión interna α_K en valor relativo. Estos valores relativos han sido puestos en una escala absoluta tomando la línea de 161.8 keV, asociada a una transición electromagnética E2 pura, como referencia para convertir los coeficientes. El valor del coeficiente α_K adoptado ha sido 0.75, que es el valor teórico de Rösler et al. (Cap. I, [15]).

Los coeficientes de conversión α_K , obtenidos en este trabajo se presentan en la tabla V.3.

Dentro del error experimental los valores α_K de este trabajo están de acuerdo con los resultados de otros autores, en particular con los recientes valores de Tokunaga et al., [3]. En particular el coeficiente de conversión obtenido para la transición de 87.5 keV está de acuerdo, dentro de los errores experimentales, con el de los autores de la referencia [3], lo que indica que la intensidad electrónica obtenida es más fiable que la de otros autores.

Las multipolaridades de las transiciones que figuran en la tabla V.3 han sido deducidas mediante la comparación de los coeficientes de conversión y de la relación K/L obtenidos experimentalmente en este estudio, con los valores teóricos de los coeficientes de conversión para las distintas

TABLA V.3

Coefficientes de conversión interna de la capa K ($\times 10^2$) y multipolaridades en ^{77}Se

E(keV)	α_K EXPERIMENTAL			α_K TEORICO						MULTIPOLARIDADES
	Sarantites y Erdal (1969) (a)	Tokunaga et al. (1985) (b)	Este trabajo	Rösel et al.(1978)						Este trabajo
				E1	E2	E3	M1	M2	M4	
87.59	6.1	13	10.5 ± 1.6	10.5	115	1005	13.5	150	16000	E1
161.83	68	76.4	75 (*)	1.7	12	75	2.55	17.5	750	E3
200.40		1.46	2.5 ± 0.8		5.6		1.45			75% M1
238.98	0.96	1.02	1.03 ± 0.21		2.9		0.9			90% M1
249.77		2.53	2.54 ± 0.51		2.5		0.81			E2
281.65	0.43	0.695	0.84 ± 0.15		1.6		0.61			80% M1
297.23	0.46	0.557	0.39 ± 0.07		1.35		0.54			M1
520.69	0.14	0.124	0.16 ± 0.02		0.22		0.14			90% M1

(*) Valor usado para normalización

Errores : (a) 15% - 20%, (b) 5% - 10%

multipolaridades de Rösel et al. (Cap. I, [15]). Los resultados son compatibles con los existentes en la bibliografía [2, 4, 8 y 17]. Braga y Sarantites [8] deducen coeficientes para la mezcla de multipolaridades a partir del análisis de correlaciones angulares. Para las transiciones de 87.5, 238.9, 281.6, 297.2 y 520.6 keV sus valores corresponden a multipolaridades E1, 85% M1, E2, 86% M1, 20% E2 y 80% M1, respectivamente, en acuerdo con los resultados de este trabajo.

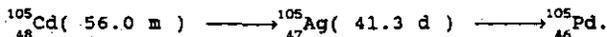
Tokunaga et al. [3] asignan a las transiciones de 161.8 y 249.7 keV multipolaridades E3 y E2, respectivamente, que son confirmadas por los resultados obtenidos en este trabajo.

Los valores de este trabajo son compatibles con el esquema de niveles adoptado para la desintegración del ^{77}Br que aparece en la figura 24.

La existencia de los niveles de 1186.5 y 1230.6 keV considerados previamente como dudosos, puede corroborarse al detectarse en los espectros analizados las líneas gamma de 885.7 y 980.8 keV, que con origen en dichos niveles pueblan el de 238.9 keV.

V.2.- ESTUDIO DE LA DESINTEGRACION DEL ^{105}Ag .

El núcleo ^{105}Ag se desintegra por captura electrónica al ^{105}Pd con un periodo de 41.3 días, a través de la cadena de desexcitación:



V.2.1.- Obtención de la fuente

La fuente radiactiva de ^{105}Ag se obtuvo a partir de las reacciones de desprendimiento ("spallation") producidas en un blanco de estaño fundido de 120 g/cm^2 de espesor al ser bombardeado por un haz de protones, del que por desintegración β^+ se obtiene el ^{105}Ag . Los productos de las reacciones que se producen en el blanco, se hacen pasar a una fuente de iones del tipo de descarga en plasma, manteniendo la línea de transferencia entre el blanco y la fuente a una temperatura entre 200 y 400 grados, para evitar que los vapores se condensen en las paredes. La fuente está a una temperatura de 1000 grados y al llegar a ella los vapores del blanco se transforman en un plasma por la acción de la corriente que recorre el cátodo.

Una vez acelerados se realiza la separación en masa mediante el campo magnético del ISOLDE obteniéndose un haz con una intensidad de 3.5×10^8 iones/s de ^{105}Cd , que se recogió en una lámina de aluminio durante 4 horas, consiguiéndose una

muestra de 3.3×10^8 Bq de actividad, siendo atribuibles al ^{105}Ag solamente 2×10^5 Bq. Tras esperar un día y medio a la desintegración del ^{105}Cd (55.5 min), la muestra fue enviada por avión a Madrid para su análisis en el laboratorio.

V.2.2.- Intensidades de líneas gamma y rayos X

Los resultados obtenidos para las intensidades de las líneas gamma y de rayos X del ^{105}Pd se presentan en la tabla V.4, junto con los valores de otros autores posteriores a 1965 para su comparación [1-10]. Trabajos anteriores sobre este núcleo han sido objeto de consulta [11-13], aunque no se han incluido en la tabla para facilitar su manejo. No se ha observado la presencia de picos gamma no identificados que pudiesen atribuirse a la presencia en la fuente de otros núclidos. En la figura 25 se muestra un ejemplo de los espectros gamma analizados para el núcleo en cuestión. También se ha estudiado el espectro de líneas de electrones de conversión interna, observándose solamente las líneas más intensas, determinándose intensidades que concuerdan satisfactoriamente con los valores de los autores de la referencia [3].

En la bibliografía, sobre la desintegración del ^{105}Pd , existen discrepancias sobre la incorporación al esquema de niveles del ^{105}Ag de ciertas transiciones. Así los trabajos de Babenko et al. [5] y Vermeulen et al. [6] identifican quince líneas gamma no observadas en trabajos anteriores de las que

TABLA V.4

Intensidades relativas de líneas gamma observadas en ^{105}Pd

E(keV)	Pierson y Rengan (1967) (a)	Rivier y Gizon (1968) (a)	Kawakami y Histake (1970) (a)	Sergiento et al. (1974) (a)	Babenko et al. (1977) (a)	Vermeulen et al. (1978) (a)	Jackson y Meyer (1978) (b)	Singh et al. (1983) (b)	De Frenne et al. (1986) (c)	Este trabajo
Kx	186									190 ± 20
63.98	26.2	26.6	25.6	28.4	25.3		26.85	25.3		25 ± 2
73.5		0.05			0.035			0.035		0.034 ± 0.015
89.91				0.085	0.035	0.111	0.08	0.039	0.035	0.040 ± 0.008
112.43				0.081	0.055	0.113	0.084	0.066	0.055	0.065 ± 0.008
155.39	1.2	1.02	0.88	0.92	1.06	1.093	0.98	0.93	1.06	0.90 ± 0.09
158.92					0.055	0.078	0.75	0.08	0.055	0.07 ± 0.02
167.5					0.037			±0.02	0.037	±0.03
182.85	1.2	0.99	0.82	0.86	0.85	1.09	0.86	0.84	0.85	0.84 ± 0.05
202.13				<0.9	0.032	0.036	0.09	0.032	0.032	0.030 ± 0.010
216.17					0.055	0.037	0.033	0.046	0.055	0.031 ± 0.005
280.44	76.2	73.4	72.3	74.4	73.3	77.45	74.4	74.5	73.0	73.5 ± 1.0
284.83		0.23		0.19	0.23	0.17	0.23	0.12	0.23	0.29 ± 0.04
289.18		0.35		0.30	0.32	0.28	0.29	0.28	0.32	0.26 ± 0.05
306.25	1.7	2.22	2.04	1.80	2.12	1.95	1.83	1.91	2.12	1.76 ± 0.06
311.64		0.30		0.23	0.145	0.19	0.19	0.21	0.145	0.19 ± 0.02
319.16	9.5	10.32	10.64	10.53	10.51	11.21	10.6	11.0	10.5	10.3 ± 0.3
325.26		0.53		0.58	0.39	0.46	0.48	0.48	0.39	0.42 ± 0.06
328.61		0.83		0.69	0.37	1.1	0.49	0.36	0.37	0.36 ± 0.02
331.51	9.8	9.86	10.73	9.82	9.91	10.36	9.86	9.95	9.9	10.2 ± 0.5
344.5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
354.0		0.16		0.062		0.016	0.02	0.065	0.016	0.055 ± 0.020
360.66	1.4	1.15	1.19	1.22	1.20	1.26	1.13	1.17	1.20	1.08 ± 0.05
370.17	1.7	1.73	1.92	1.78	1.77	1.82	1.76	1.83	1.77	1.75 ± 0.10
382.6						0.011		0.022	0.011	0.018 ± 0.005
392.64	4.3	4.55	5.22	4.67	4.79	4.87	4.78	4.92	4.79	4.77 ± 0.15
401.65		0.35	0.60	0.36	0.42	0.426	0.46	0.48	0.42	0.43 ± 0.02
408.00		0.055	0.15	0.069	0.097	0.10	0.10	0.10	0.097	0.095 ± 0.010
414.66	0.48	0.72	0.74	0.69	0.69	0.87	0.72	0.76	0.69	0.70 ± 0.04

Tabla V.4. (Continuación)

E(keV)	Pierson y Rengan (1967) (a)	Rivier y Gizon (1968) (a)	Kawakami y Histake (1970) (a)	Sergiento et al. (1974) (a)	Babenko et al. (1977) (a)	Vermeulen et al. (1978) (a)	Jackson y Meyer (1978) (b)	Singh et al. (1983) (b)	De Frenne et al. (1986) (c)	Este trabajo
420.94		0.35	0.31	0.28	0.25	0.383	0.29	0.31	0.253	0.26 ± 0.03
437.12		0.48		0.60	0.60	0.684	0.69	0.69	0.60	0.67 ± 0.05
443.37	26.9	25.4	27.9	23.8	25.4	26.12	25.9	25.8	25.3	26.3 ± 0.1
446.74				0.30		0.378	0.24	0.25	0.30	0.22 ± 0.02
486.8						0.015		0.014	0.015	0.015 ± 0.005
527.20	0.21	0.28	0.36	0.25	0.24	0.261	0.26	0.27	0.242	0.26 ± 0.02
560.72	1.19	1.32	1.43	1.27	1.41	1.29	1.35	1.34	1.41	1.33 ± 0.04
576.62					0.035	0.064		0.056	0.035	0.060 ± 0.010
582.93						0.043		0.10	0.043	0.07 ± 0.02
617.85	2.9	2.93	2.84	2.75	2.79	2.80	2.86	2.90	2.79	2.86 ± 0.06
644.55	23.3	22.6	27.8	22.3	26.73	22.22	24.22	24.1	26.7	24.2 ± 0.1
650.72	6.7	5.45	6.31	5.8	6.1	5.93	6.0	5.80	6.13	5.90 ± 0.05
673.21	2.1	2.98	2.67	2.2	2.5	2.208	2.33	2.29	2.53	2.27 ± 0.05
681.9		0.25		0.13	0.108	0.119	0.18	0.11	0.108	0.110 ± 0.014
727.22	0.48	0.39	0.29	0.32	0.30	0.378	0.35	0.37	0.300	0.37 ± 0.02
743.31	1.19	1.69	1.32	1.22	1.38	1.272	1.27	1.30	1.38	1.30 ± 0.10
807.46	3.1	2.89	3.08	2.77	2.79	2.775	2.75	2.89	2.79	2.80 ± 0.05
844.89						0.111	0.06	0.059	0.111	0.050 ± 0.007
860.33						0.007		0.04	0.007	0.030 ± 0.010
921.04					0.055	0.030	0.04	0.04	0.0055	0.037 ± 0.010
928.89					0.039	0.030	0.033	0.038	0.039	0.033 ± 0.006
962.43	0.24	0.30	0.31	0.25	0.30	0.267	0.27	0.28	0.30	0.25 ± 0.03
1087.94	9.1	9.01	9.76	8.1	9.33	7.21	8.61	8.9	9.3	8.68 ± 0.40
1125.7						0.034	0.027	0.015	0.034	0.018 ± 0.005

Errores : (a) 15% - 40%, (b) 1% - 30%, (c) 5% - 40%

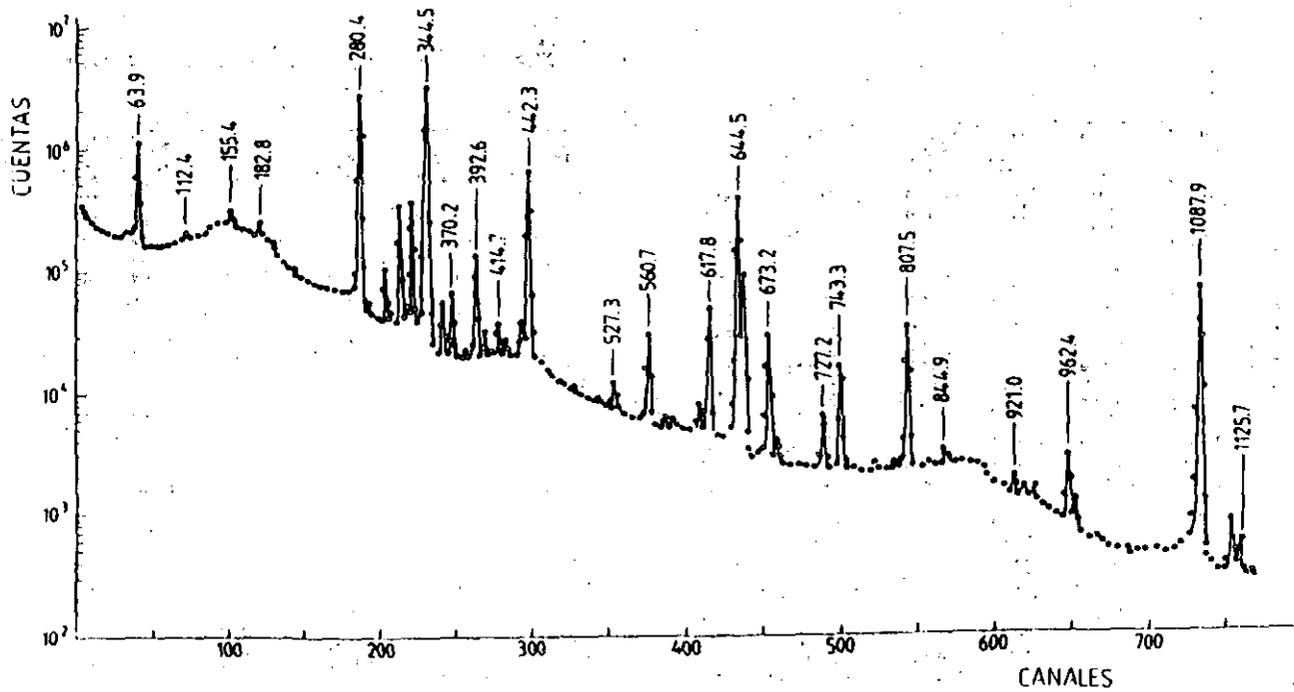


Fig.25- Espectro de rayos gamma observados en el ^{105}Pd .

solo ocho son confirmadas posteriormente por Jackson y Meyer [7] y que, a su vez, proponen cinco nuevas transiciones.

El trabajo más reciente sobre este núcleo, publicado por Singh et al. [9] confirma solo trece de las transiciones citadas descartando ocho de las transiciones previamente asignadas a la desexcitación de los niveles del ^{105}Pd .

El pico de 73.5 keV propuesto por Rivier y Gizon [2] y confirmado por Babenko et al. [5] es observado en este trabajo en contra de los resultados posteriores de Vermeulen et al. [6] y Jackson y Meyer [7]. Del resto de las líneas introducidas por Babenko et al. [5], se pueden confirmar como pertenecientes al espectro del ^{105}Pd las de 158.9, 202.1, 216.1, 576.6, 921.0 y 928.8 keV, no pudiendo más que asignar una cota superior para la intensidad de la línea de 167.5 keV y no observando la presencia del gamma de 598.6 keV, en acuerdo con los resultados más recientes obtenidos por Singh et al. [9]. De las doce líneas gamma introducidas por Vermeulen et al. [6], los resultados obtenidos confirman la existencia de las líneas de 382.6, 486.8, 582.9, 844.8, 860.3 y 1125.7 keV en acuerdo con los resultados de Singh et al. [9] y en contra de los obtenidos por Jackson y Meyer [7], quienes no observan las transiciones de 382.6, 582.9 y 860.3 keV. Las líneas de 564, 580 y 796 keV que han sido identificadas por Vermeulen et al. [6] no son confirmadas por los resultados del presente trabajo, en acuerdo con los valores más recientes obtenidos por Singh et al. [9].

Las cinco transiciones propuestas por Jackson y Meyer [7]

no han sido observadas en el presente estudio, confirmandose el resultado de Singh et al. [9]. Finalmente las líneas de 178.3, 186.6, 187.3, 402.7, 442.2, 636.6 y 646.0 keV recogidas en el trabajo de De Frenne et al. [10] por haber sido observadas en espectros de electrones de conversión por Suter [12] y Kawakawi y Hisatake [3], no han podido ser confirmadas. Respecto a la línea de 38.7 keV introducida por Pierson y Rengan [1] no ha sido observada con ninguno de los dos detectores empleados para analizar los espectros de este trabajo, descartandose su existencia.

Las intensidades relativas de las líneas gamma del ^{105}Pd obtenidas por los diferentes autores no presentan discrepancias significativas. Los valores obtenidos, en este trabajo, para las intensidades relativas de las líneas gamma presentan un buen acuerdo con los resultados más recientes de Singh et al. [9]. En el caso de la línea de 89.9 keV el presente resultado es inferior al obtenido por Sergienko et al. [4], Vermeulen et al. [6] y Jackson y Meyer [7], confirmando los valores de Babenko et al. [5] y Singh et al. [9], ocurriendo lo mismo para el caso de la línea de 382.6 keV. En el caso de la transición de 582.9 keV, el valor propuesto por De Frenne et al. [10] es inferior al obtenido en este trabajo que es compatible con los resultados más recientes. Al observarse en los espectros gamma la presencia de las líneas de 582.9 y 921.0 keV, es posible afirmar la existencia del nivel de 1227.46 keV propuesto por Vermeulen et al. [6].

Respecto al espectro de rayos X, solo se han encontrado en la bibliografía los valores experimentales de Pierson y Rengan [1], quienes determinan la intensidad de todas las transiciones de la capa K respecto al gamma de 280.5 keV, obteniendo un valor compatible con el presente resultado. Los valores teóricos de Browne y Firestone (Cap. I, [5]) asignan para todos los rayos X una intensidad relativa de 210, que está de acuerdo con los resultados experimentales de este trabajo.

V.2.3.- Relación K_{β} / K_{α}

El interés existente en conocer con precisión la relación K_{β} / K_{α} radica en su utilización en técnicas de análisis o en ciertas aplicaciones, como la determinación de espesores mediante la variación de esta relación que se produce al interponer un absorbente entre la fuente y el detector utilizado (Campbell et al. [14]).

Los datos experimentales existentes muestran una gran dispersión que podría depender de como se hayan producido las vacantes de la capa K, (conversión interna o bombardeo con fotones, electrones, protones e iones pesados) o del estado químico del blanco. Los valores teóricos calculados por Scofield [15] en base a funciones de onda de partícula única Hartree-Slater relativista, aunque siguen el comportamiento general de la relación K_{β} / K_{α} y su variación con el número Z, resultan inferiores a los valores experimentales. En un

trabajo posterior, Scofield atribuye esta discrepancia a la corrección de intercambio que resulta del solapamiento de las funciones de onda de las capas internas. Sus nuevos valores, Scofield, [16], ajustan mucho mejor los resultados experimentales, aunque para los átomos con $22 < Z < 32$ aparece una discrepancia sistemática (Perujo et al. [17]).

En la tabla V.5 y V.6 se presentan los valores de la relación K_{β}/K_{α} obtenidos en este trabajo para el ^{105}Ag y ^{105}Pd , junto con los de otros autores [15, 16 y 18-29]. Los resultados concuerdan con los resultados más recientes de Coelho et al. [28], quienes crean las vacantes de la capa K con el γ de 59.5 keV emitido por el ^{241}Am . Parecen existir discrepancias con los valores de Cliswell y Gray [29] y Khelil y Gray [25] obtenidos mediante bombardeo con protones. Los presentes valores son compatibles con los de Khan y Karami [26] que corresponden al valor más probable de la relación K_{β}/K_{α} , obtenido mediante el ajuste polinomial de los valores experimentales publicados hasta 1980.

V.2.4.- Coeficientes de conversión interna y multipolaridades

Los coeficientes de conversión interna para el ^{105}Pd han sido determinados con los valores experimentales de las intensidades gamma de este trabajo y completando los valores obtenidos para las intensidades de líneas de electrones en este trabajo con los resultados de Kawakawi y Hisatake [3]. Para ello se han utilizado las líneas de electrones cuya

TABLA V.5
 Relación K_{β}/K_{α} para el ^{105}Ag

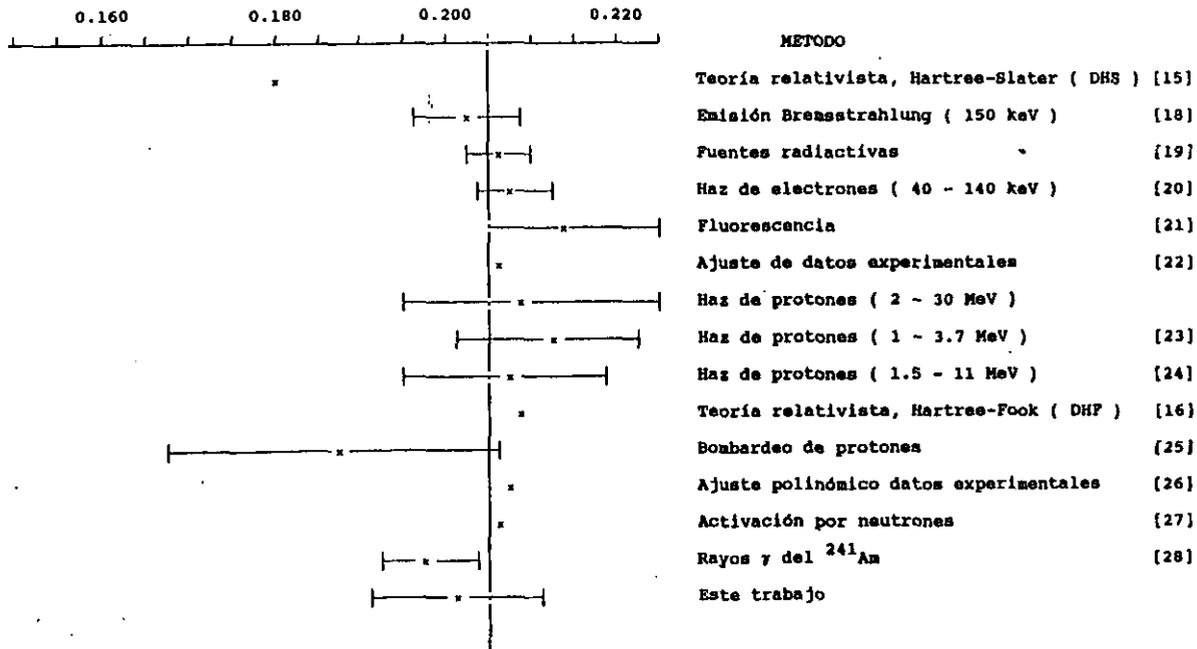
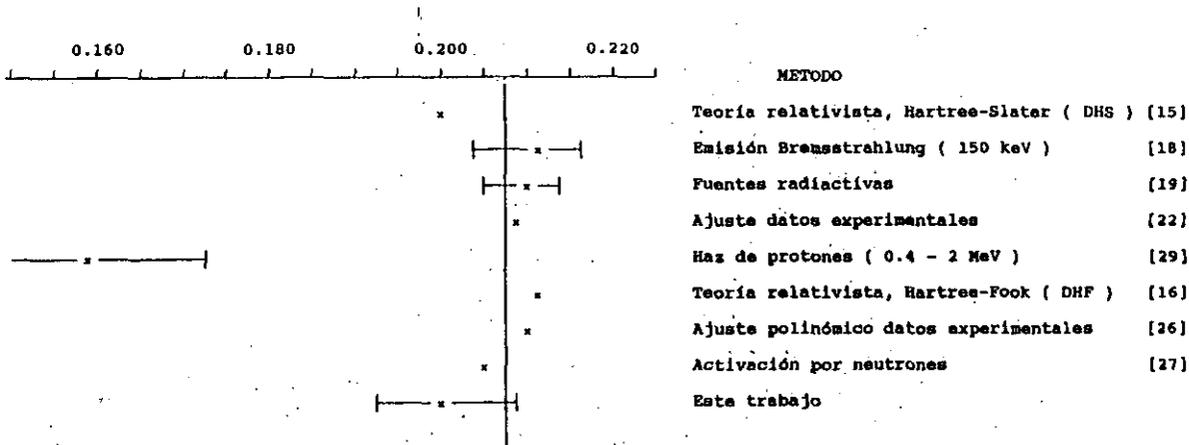


TABLA V.6

Relación K_{β}/K_{α} para el ^{105}Pd



intensidad relativa respecto a la transición de 344.5 keV fuese superior a 0.2 %, ya que en los casos restantes existen discrepancias superiores al 50% entre los dos únicos estudios realizados [3, 12]. Los valores relativos han sido normalizados mediante el valor teórico (Cap. I, [15]) para el coeficiente de conversión de la capa K de la transición de 344.5 keV, que es de carácter E2 puro. Los resultados obtenidos se presentan en la tabla V.7, junto con los valores experimentales y teóricos de otros autores [1, 3 y 5] y (Cap. I, [15]). Los valores de los coeficientes de conversión anteriores a 1967 [12] son inferiores a los de este trabajo como sucede para las intensidades gamma de estos autores.

La comparación de estos valores experimentales con los resultados teóricos de Rösler et al. (Cap. I, [15]), ha permitido deducir la multipolaridad de las transiciones, presentandose los resultados en la tabla V.8, junto con los valores de Kawakami y Hisatake [3] y De Frenne et al. [10].

Para la línea de 202.1 keV se ha obtenido un coeficiente de conversión de 10.9 frente a los valores teóricos de 1.8 y 9.5, correspondientes a multipolaridades E1 y E2, respectivamente, por lo que se deduce una multipolaridad E2. El carácter M1 de la transición de 306.2 keV confirma el resultado obtenido a partir de coeficientes de conversión por River y Gizon [2] y Kawakami y Hisatake [3], así como con los de 0.36% E2 y 0.04% E2 obtenidos por análisis de correlaciones angulares. Estos valores para 306.2 keV no están de acuerdo con los coeficientes de mezcla determinados por Tayal et al.

TABLA V.7
Coeficientes de conversión interna en ^{105}Pd ($\times 10^2$)

E(keV)	capa	α EXPERIMENTALES				α TEORICOS			
		Pierson y Rengan (1967)	Kawakawi y Hisatake (1970)	Babenko et al. (1977)	Este trabajo	Rösel et al. (1978)			
		(a)	(b)	(c)	(d)	E2	M1	E1	M2
63.98	K	85	117		130	440	115		
	L				16.3	18.5	12.5		
	M				3.15	50.3	4.48		
	N				0.56	3.55	0.48		
89.91	K			120	90.0	150	44		
	L				10.8	43	5.8		
112.43	K			38	26.5	75	24		
	L				2.7	17.7	3.02		
155.39	K	17	23.5		22.9	23.5	9.5		
	L				4.36	4.26	1.231		
	M				0.94	0.81	0.23		
158.92	K			7.8	5.1	21.5	9	3.4	63
182.85	K	23	39.5		38.4	13	6	2.4	40
	L				5.8	2.29	0.79	0.29	5.81
	M				1.16	0.42	0.15	0.052	1.15
202.13	K			11	10.9	9.5	4.8	1.8	27
216.17	K			5	8.4	7.7	4.0		
280.44	K	1.6	2.09		2.05	3.1	2.1		
	L				0.245	0.565	0.256		
	M				0.050	0.089	0.047		
284.83	K		1.62		1.18	2.9	2.0		
289.18	K		1.47		1.82	2.7	1.9		
306.25	K		1.42	1.33	1.66	2.3	1.67		
	L				0.18	0.35	0.20		
311.64	K		0.955	1.90	1.45	21.1	1.55		
319.16	K	1.4	1.42	1.42	1.50	2.0	1.5		
	L				0.24	0.283	0.179		
325.25	K		0.433	0.59	0.54	1.9	1.44	0.49	6.2
328.61	K		0.841	1.70	1.94	1.82	1.30	0.48	6.0
	L				0.37	0.271	0.166	0.0576	0.081
331.51	K	1.1	1.22		1.29	1.80	1.28		
	L				0.16	0.25	0.163		
	M				0.038	0.0484	0.0298		

E(keV)	capa	α EXPERIMENTALES				α TEORICOS			
		(a)	(b)	(c)	(d)	E2	M1	E1	M2
344.52	K	1.4	1.626		* 1.626	1.62	1.20		
	L				1.78	0.228	0.1496		
	M				0.048	0.0436	0.0277		
360.66	K	0.3	0.390		0.421	1.4	1.05	0.38	4.6
370.17	K	0.9	0.940		1.03	1.25	1.0		
	L				0.16	0.171	0.121		
392.64	K	0.8	0.828		0.906	1.07	0.88		
	L				0.12	0.1445	0.1052		
	M				0.023	0.0278	0.0211		
401.65	K		0.652	0.927	0.907	1.0	0.83		
408.00	K		0.702	1.07	1.13	0.95	0.76		
414.66	K	0.9	0.399		0.418	0.93	0.74	0.27	3.1
420.94	K		0.690		0.813	0.88	0.72		
437.12	K		0.289		0.231	0.77	0.66	0.23	2.55
443.37	K	0.6	0.748		0.794	0.70	0.62		
	L				0.106	0.0952	0.0807		
	M				0.0259	0.018	0.015		
446.74	K				0.694	0.68	0.60		
527.20	K		0.152	0.220	0.206	0.46	0.44	0.15	1.45
560.72	K	0.3	0.383		0.415	0.37	0.37		
617.85	K	0.3	0.306		0.301	0.28	0.30		
	L				0.0567	0.0353	0.0364		
644.55	K	0.08	0.0901		0.103	0.25	0.28	0.095	0.83
	L				0.0114	0.0321	0.0332	0.0108	0.09
	M				0.00598	0.059	0.058	0.0020	0.15
650.72	K	0.2	0.264		0.283	0.245	0.27		
	L				0.033	0.0314	0.322		
673.21	K	0.2	0.224		0.265	0.22	0.245		
681.90	K		0.340	0.650	0.872	0.218	0.24		
727.22	K	0.14	0.279		0.219	0.19	0.215		
743.31	K	0.05	0.0695		0.0712	0.18	0.20	0.070	0.55
807.46	K	0.05	0.0612		0.0696	0.14	0.17	0.057	0.04
962.43	K	0.07	0.119		0.149	0.094	0.11		
1087.94	K	0.03	0.0299		0.0337	0.075	0.09	0.034	0.18
	L				0.0034	0.0089	0.010	0.0037	0.02

* valor usado para normalizar

Errores medios : (a) 20%, (b) 10%, (c) 10%, (d) 15%

TABLA V. 8
MULTIPOLARIDADES

E (keV)	Kawakami y Hisatake (1970)	De Frenne et al. (1986)	Este trabajo
63.98	M1	M1+(E2)	M1
89.91	+ 0.04%E2 M1	M1+(E2)	95%M1
112.43	+ 1.14%E2 M1, E2	(M1)	M1
155.39	E2	E2	E2
158.92		E1	97%E1
182.85	M2	M2	98%M2
202.13		E1	E2
216.17		E2	E2
280.44	M1	M1+E2	M1
284.83	+ 2.3%E2 =M1	M1	M1
289.18	=M1	(M1)	M1
306.25	M1	M1+E2	M1
311.64	M1, E2	(M1)	M1
319.16	M1	M1+E2	99%M1
325.26	+±8%E2 E1	E1	E1
328.61	M1, E1	(M1)	E2
331.51	M1	M1+E2	M1
344.52	E2	(E2)	Normalización
360.66	E1	E1	E1
370.17	M1	M1+E2	M1
392.64	M1	M1+E2	70%M1
401.65	+±55%E2 =M1	(M1)	55%M1
408.00	M1(E2)	M1, (E2)	E2
414.66	E1, (M1, E2)	(E1)	95%E1
420.94		M1, (E2)	40%M1
437.12		E1	E1
443.37	E2	E2	E2
446.74			E2
527.20		E1	96%E1
560.72	M1, E2	M1, E2	M1, E2
617.85	M1, E2	M1, E2	M1
644.55		E1+M2	E1
650.72	M1, E2	M1, E2	M1
673.21		(E2)	M1
681.9		(M1, E2)	M1
727.22		M1, (E2)	M1
743.31		E1	E1
807.46	E1	E1	E1
962.43	M1(E2)	M1, E2	M1
1087.94	E1	E1	E1

[30].

En las transiciones con mezcla de multipolaridades, por ejemplo, M1 + E2, se utiliza el parámetro δ para determinar las probabilidades de transición radiativa correspondientes a cada multipolaridad que viene dado por la expresión :

$$\delta^2 = \frac{P(E2)}{P(M1)} \quad (V.1)$$

En el caso de la transición correspondiente a 560.9 keV los valores teóricos de los coeficientes E2 y M1 son muy parecidos por lo que no es posible deducir la multipolaridad de la transición.

Existen resultados experimentales discrepantes para el spin del nivel 673.0 keV, ya que los obtenidos por correlaciones direccionales, [9, 31], asignan un valor de 1/2+ frente al resultado de 3/2+ asignado por Ellis (1979). Los valores obtenidos en este trabajo para las multipolaridades de las transiciones gamma de 673 y 112 keV indicarían un valor de 3/2+ para el spin de este nivel, en acuerdo con los resultados más recientes de Tayal et al. [30], deducidos de la medida de anisotropías angulares.

V.2.5.- Coincidencias gamma-gamma y esquema de niveles

El esquema de niveles correspondiente a la desintegración del ^{105}Ag , De Frenne et al. [10] recoge los resultados de coincidencias obtenidos en los trabajos de Raether [32], Suter

et al. [12], Bhattacharyya [13] y Babenko et al. [5], aunque el emplazamiento de ciertas transiciones se basa en la energía de las líneas gamma y la regla de Ritz [3, 6].

Los resultados obtenidos en este estudio para las coincidencias gamma-gamma con las doce transiciones utilizadas como puerta se presentan en la tabla V.9. Las figuras 26 y 27 presentan algunos ejemplos de los espectros obtenidos. El análisis de estos espectros permiten establecer el esquema de niveles que se presenta en la figura 28. De acuerdo con estos resultados la línea de 306.2 keV corresponde a la transición 650.7 - 344.5 keV, al observarse en coincidencia con 63.9 y 344.5 keV, confirmandose el resultado propuesto por Kawakami y Hisatake [3] y los resultados de Babenko et al. [5]. La línea de 576.6 keV corresponde a la transición 921.1 - 344.5 keV, resolviéndose su doble emplazamiento en el esquema de niveles.

La existencia del nivel de 1227.4 keV es confirmada en este trabajo al observarse la línea de 582.9 keV en coincidencia con la puerta de 644.5 keV, corroborándose así los resultados del análisis de los espectros gamma. Las transiciones de 38.7, 442.5, 564.3, 580.1 y 796.5 keV que figuraban en el esquema anteriormente aceptado [10] no se han incluido por no haberse detectado su presencia en los espectros analizados.

TABLA V.9

Resultados obtenidos en los espectros de coincidencias en ^{105}Pd

Energía de la puerta (keV)	Transiciones gamma observadas en coincidencias					
63.98	216.17	280.44	306.25	328.61	382.6	576.62
	617.85	743.31				
112.43	216.17	289.18	414.66	560.72		
155.39	182.85	306.25	443.37	482.9		
280.44	63.98	370.17	392.64	446.74	681.9	
	807.46	844.89	860.33			
344.5	216.17	306.25	328.61	382.6	576.62	617.85
	743.31					
443.37	155.39	202.13	325.26	644.55		
560.72	89.91	112.43	401.65	527.20		
644.55 +	443.37	582.93				
650.72	311.64	437.12				
673.21	289.18	414.66				
743.31	63.98	280.44	344.5			
807.46	280.44					

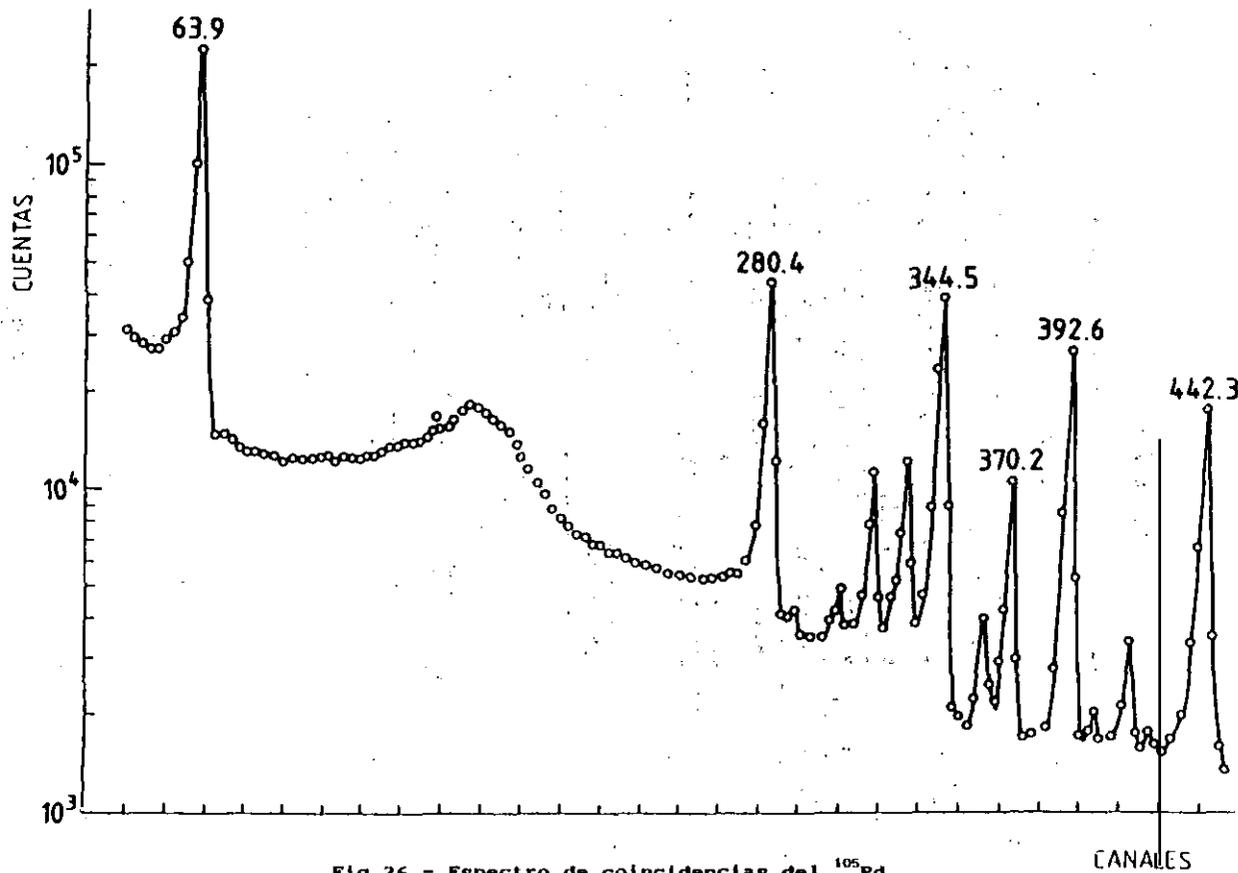


Fig.26.- Espectro de coincidencias del ^{105}Pd ,
con el γ de 280.4 keV

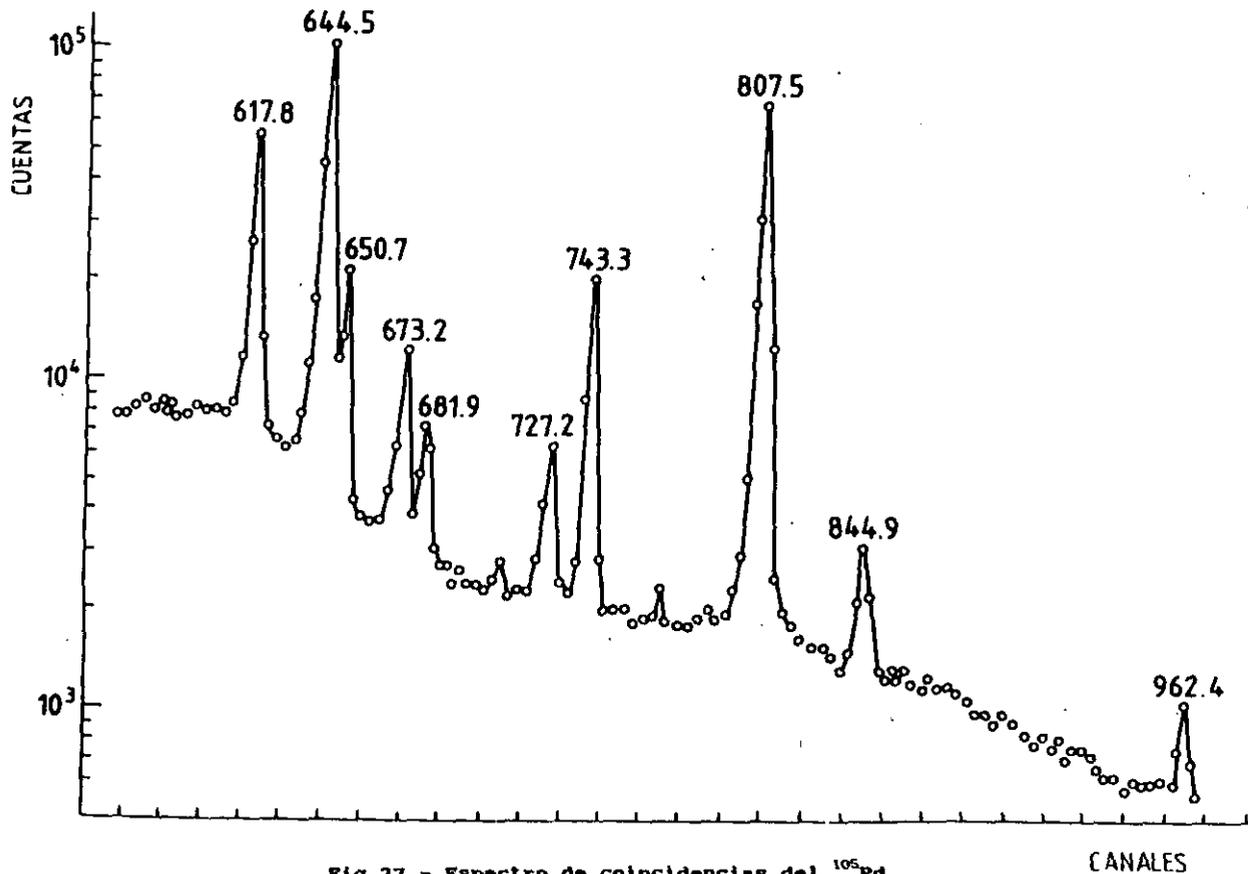


Fig.27.- Espectro de coincidencias del ^{105}Pd ,
con el γ de 344.5 keV

V.3.- ESTUDIO DE LA DESINTEGRACION DEL ^{129}Cs .

El ^{129}Cs , cuyo periodo es de 32.35 h, se desexcita por captura electrónica al ^{129}Xe , que es estable y en el cual se producen las transiciones entre los niveles nucleares que han sido objeto de estudio en este trabajo .

Este núclido fue obtenido por primera vez en 1950 por Fink et al. [1] mediante irradiación de iodo, ^{127}I , con iones de helio de 60 MeV, determinando una vida media de $31 \pm 1\text{h}$ y observandose la emisión de rayos X, de electrones de conversión con energías de 0.3 MeV y de rayos gamma que aparecían entorno a 0.5 MeV.

V.3.1.- Obtención de la fuente

El núclido ^{129}Cs se ha obtenido mediante las reacciones de desprendimiento ("spallation"), que se producen al incidir sobre un blanco de lantano fundido (120 g/cm^2) un haz de protones de 600 MeV y $1\ \mu\text{A}$ de intensidad. Los diferentes elementos formados en la reacción se ionizan selectivamente en la fuente de iones por intercambio de carga con una superficie de tántalo. Estos iones se aceleran a 60 keV y se separan en masa por un campo magnético obteniendose un haz de 1.87×10^{10} iones/s de ^{129}Cs que fue recogido sobre una lámina de aluminio durante 1 h 47 min. Al terminar la irradiación la actividad total de la fuente era 1.6×10^5 Bq,

siendo al comenzar las medidas de $9.55 \cdot 10^4$ Bq.

V.3.2.- Intensidades de líneas de electrones de conversión

En la figura 29 se presenta el espectro de electrones de conversión obtenido para el ^{129}Xe , en el margen de energías entre 20 y 600 keV. En este espectro puede observarse la presencia de líneas Auger de gran intensidad provenientes de la desintegración por captura electrónica del núcleo inicial.

En la tabla V.10 se presentan los valores obtenidos de las intensidades relativas de las líneas de la capa K, I_K , y la relación de intensidades entre líneas de las capas K y L (K/L). Los presentes resultados para las intensidades I_K , se han comparado con los obtenidos por Rázanka et al. [2] mediante un espectrómetro magnético de doble enfoque y con los resultados de las medidas de Graeffe y Walters [3] obtenidos mediante un detector de Si[Li]. Las intensidades de electrones de la referencia [3] han sido deducidos partir de sus valores de los coeficientes de conversión e intensidades gamma, tomando para normalizar el coeficiente $\alpha_K = 0.165$ correspondiente a la línea de 279 keV del ^{103}Hg que es el que estos autores han utilizado en su análisis. Como puede observarse el acuerdo entre las intensidades de electrones obtenidas y las existentes en la bibliografía [2,3] es satisfactorio, siendo las discrepancias inferiores al 10%. En dicha tabla se presentan también los resultados de las relaciones K/L de este trabajo comparadas con los valores de

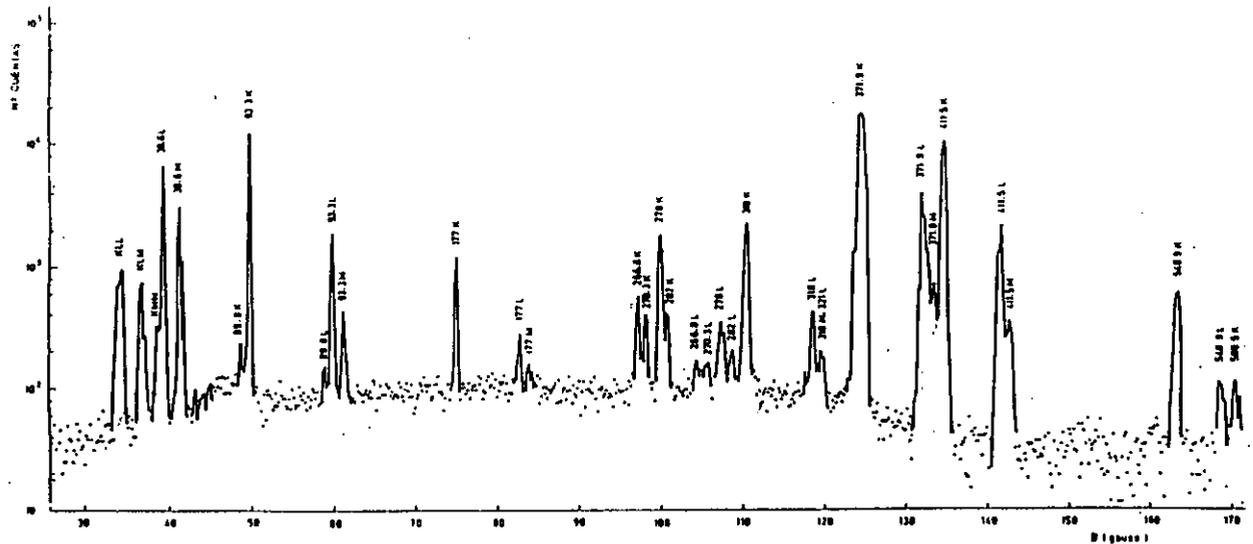


Fig.29.- Espectro de líneas de electrones de conversión observadas en el ^{129}Xe .

TABLA V.10
 Intensidades relativas de líneas de conversión interna K
 y relaciones K/L teóricas y experimentales en ¹²⁹Xe

E(keV)	I _K		Este trabajo	K/L EXPERIMENTAL			K/L TEORICO	
	Rézanka Graeffe y et al. (1966)	Walters (1967)		Rézanka et al. (1966)	Marest et al. (1974)	Este trabajo	Rösel et al. (1978)	
	(a)	(a)		(a)	(a)		E2	M1
89.79			1.3 ± 0.4			3.8 ± 1.3	2.00	7.63
177.03	7.0	6.9	6.3 ± 1.0	8.2	6.6	7.0 ± 1.8	4.11	7.47
266.82	2.5	2.2	2.5 ± 1.0		6.9	6.8 ± 0.5	5.30	7.77
270.35	1.7		1.6 ± 0.1		5.7		6.81	7.80
278.61	10.0	9.5	8.7 ± 0.3	9.5	8.4	7.0 ± 0.7	5.45	7.94
282.13	1.9		1.8 ± 0.2	5.5			5.62	7.89
318.18	12.7	12.1	12.0 ± 0.4	6.6	7.5	6.7 ± 0.2	5.74	7.90
321.70	0.20		0.27 ± 0.13				5.83	7.82
371.91	100	100	100	7.4	6.82	6.3 ± 1.7	6.15	8.29
411.49	59	55.2	60 ± 7	7.0	7.82	7.2 ± 2.1	6.48	7.93
548.94	4.0	3.1	3.8 ± 0.3	7.6	7.42	7.2 ± 0.6	6.70	7.72
588.54	0.6		0.54 ± 0.04		7.64		7.10	7.82

Errores : (a) 5% - 20%

otros autores [2,3 y 4]. Así mismo se muestran los valores teóricos de la relación K/L para las transiciones de tipo E2, M1 obtenidos por Röscl et al. (Cap. I, [15]).

V.3.3.- Intensidades de líneas gamma

En la figura 30 se presenta el espectro gamma obtenido para el ^{129}Xe , y en la tabla V.11 los valores relativos determinados para las intensidades de las líneas. En cuanto a las energías de las transiciones ciertas discrepancias existentes entre los primeros valores [2, 3, 5] son resueltas por Taylor y Singh [6] mediante el empleo de detectores con mayor resolución completándose con la introducción [7] de líneas de baja intensidad. Las energías de las transiciones obtenidas en este trabajo están de acuerdo con los valores asignados en la recopilación realizada por Hashizume et al. [8].

Las líneas correspondientes a 318.2, 321.2, 904.3 y 906.4 keV han sido analizadas en espectros obtenidos con mayor resolución para poder estimar adecuadamente sus contribuciones respectivas.

Para la línea de 39.5 keV, que aparece en la zona de menor eficiencia del detector de Ge, se ha obtenido el valor de la intensidad mediante el detector de Si[Li], que permite la obtención de espectros en la zona de 3 a 60 keV, figura 31, donde se pueden observar también las líneas correspondientes a la emisión de rayos X. Comparando la intensidad de la línea de

TABLA V.11
Intensidades relativas de líneas gamma observadas en ^{129}Xe

Energía (keV)	Gföller y Plammersfeld (1966) (a)	Rézanka et al. (1966) (a)	Gaeffe y Walters (1967) (b)	Taylor y Singh (1972) (b)	Jha et al. (1972)	Meyer et al. (1976) (b)	Este trabajo
39.58		10.5	9.2		9.2	9.7	10 ± 1
89.79						0.008	<0.010
93.32	1.6	2.4	2.4	1.4	2.4	2.13	2.11 ± 0.20
177.03	1.1	0.8	0.94	<1.3	0.94	0.88	0.87 ± 0.08
266.82	1.7	0.8	0.90	0.72	0.90	0.89	0.97 ± 0.10
270.36		0.60	0.56	0.43	0.56	0.695	0.75 ± 0.08
278.61	4.8	4.30	4.4	4.06	4.4	4.32	4.28 ± 0.50
282.13		0.90	0.81	0.64	0.81	0.79	0.95 ± 0.14
318.18	7.6	8.1	7.8	7.85	7.8	8.0	7.8 ± 0.3
321.70			0.15	<0.08	0.15	0.23	0.20 ± 0.05
371.91	100	100	100	100	100	100	100
411.49	69	72.5	69.0	73.2	69.0	72.9	72.2 ± 4.0
492.78		0.03	0.04	<0.06	0.04	0.037	0.035 ± 0.006
533.09	} 0.13	0.13	0.10	<0.12	0.10	0.031	0.08 ± 0.01
534.54						0.069	
548.94	10.5	11.3	10.3	10.8	10.3	11.1	10.59 ± 0.10
585.00						0.001	} 0.044
586.11						0.042	
588.54	1.7	1.9	1.75	1.86	1.75	1.97	1.95 ± 0.10
624.31	0.12	0.10	0.09	<0.1	0.09	0.092	0.10 ± 0.01
864.74	0.09	0.10	0.11	0.08	0.10	0.105	0.105 ± 0.012
904.30						0.027	0.019 ± 0.005
906.42	0.67	0.95	0.72	0.75	0.72	0.719	0.73 ± 0.05
946.04	0.2	0.25	0.21	0.22	0.21	0.227	0.240 ± 0.015

Errores : (a) 5% - 20%, (b) 1% - 20%

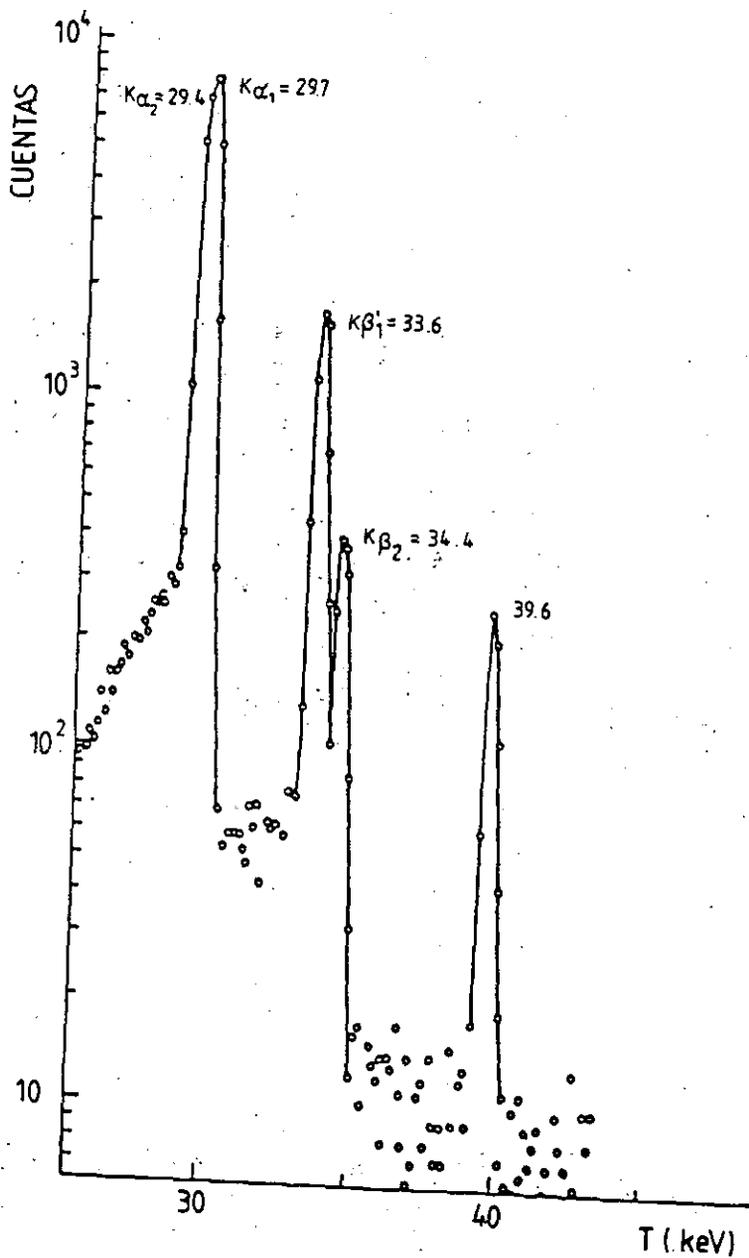


Fig. 31. - Rayos X observados en el ^{129}Xe .

39.5 keV con la de las líneas de rayos X se obtiene que el total de rayos X tiene una intensidad de 330 ± 20 respecto a la línea gamma de 371.9 keV, en buen acuerdo con los valores de 300 ± 90 y 337 ± 10 existentes en la bibliografía [2 y 9].

La comparación de los resultados obtenidos en este trabajo con los de otros autores es satisfactorio [2,3,5-7 y 9] y en particular con los más recientes de Meyer et al. [9], que incluyen también resultados del análisis de espectros de coincidencias γ - γ . No se incluyen los errores en las medidas de Jha et al. [7] por no estar incluidas en su trabajo original. La compilación del Nuclear Data Sheets [8] tampoco ha sido incluida ya que sus intensidades gamma son las aportadas por Meyer et al. [9].

Fink et al. [1] fueron los primeros en detectar rayos gamma de alrededor de 0.5 MeV y posteriormente Wapstar et al. [10], mediante espectrometría de centelleo, identifican un gamma de 385 keV y otro de menor intensidad de 560 keV. En un estudio sobre los núclidos formados por bombardeo de tántalo con protones [11] se identifican los rayos gamma de 375, 420 y 585 keV, en una relación de intensidades de 1, 0.092 y 0.023, seguido de la identificación de los gamma [12] de 395 y 550 keV.

Shera y Burson [13] determinaron las intensidades de once líneas gamma y mediante el estudio de coincidencias gamma-gamma confirmaron el esquema de desintegración propuesto por Jha et al. [7] excepto la existencia del nivel de 790 keV para la que no encuentran ninguna desexcitación gamma.

Mediante detectores de semiconductor de mayor resolución se establece la existencia de nuevas líneas gamma [2-3 y 5] determinándose las intensidades relativas con mayor exactitud. También se obtienen intensidades de electrones de conversión y coeficientes de conversión [2, 3] que permiten establecer un nuevo esquema de desintegración con dos nuevos niveles de 322 y 904 keV.

De las nuevas líneas gamma asignadas [7-8] al ^{129}Xe , este trabajo confirma la de 357.5 keV, con una intensidad de 0.18 ± 0.04 , y 904.3 keV y permite asignar una cota superior a 89.7, 302.7 y 373.3 keV. El resto de las líneas identificadas por Hashizuma et al. [8] tienen intensidades inferiores al 0.005% y no son observables en los espectros analizados en este trabajo. La comparación de las intensidades de las líneas gamma obtenidas en este trabajo con las de otros autores [5-7,9 y 14] es satisfactoria, especialmente con los resultados más recientes [9].

V.3.4.- Coeficientes de conversión interna y multipolaridades

Los coeficientes de conversión interna α_K , en valor relativo obtenidos en este trabajo, a partir del análisis de los correspondientes espectros, han sido puestos en una escala absoluta tomando para la línea de 411 keV el valor teórico 1.6×10^{-2} para el coeficiente de conversión correspondiente teniendo en cuenta que es una transición M1 pura. En la tabla V.12 se muestran los coeficientes α_K obtenidos en este

TABLA V. 12

Coefficientes de conversión interna de la capa K y multipolaridades en ^{129}Xe ($\times 10^2$)

E(keV)	α_K EXPERIMENTAL			α_K TEORICO		MULTIPOLARIDADES
	Rézanka et al. (1966) (a)	Graeffe y Walters (1967) (b)	Este trabajo	Rösel et al. (1978) E2	M1	Este trabajo
177.03	16.8	14	14 ± 2	18.5	14.5	70% M1
266.82	6.0	4.5	5.6 ± 2.4	5	4.9	E2
270.35	5.4		4.8 ± 0.7	4.8	4.75	E2
278.61	4.5	4.1	3.8 ± 0.2	4.5	4.5	M1
282.13	4.1		3.66 ± 0.72	4.3	4.3	E2
318.18	3.0	2.94	2.84 ± 0.14	2.9	3.2	60% E2
321.70			1.5 ± 0.7	2.8	3.0	E2
371.91	1.92	1.89	1.86 ± 0.22	1.85	2.2	E2
411.49	1.6	1.51	1.6 (*)	1.4	1.6	M1
548.94	0.68	0.58	0.67 ± 0.06	0.60	0.75	60% M1
588.54	0.61		0.52 ± 0.9	0.50	0.64	80% M1

(*) Valor usado para normalización

Errores : (a) 10% - 30%, (b) 10% - 20%

estudio junto con los de otros autores experimentales [2-3] y los valores teóricos de Rösler et al. (Cap.I, [15]). Como puede observarse el acuerdo de los presentes resultados con los existentes en la bibliografía es satisfactorio.

Comparando los valores de α_x obtenidos, con los valores teóricos se ha determinado la multipolaridad que figura en la tabla V.12, no presentando discrepancias significativas con las asignaciones de otros autores. Como comparación Marest et al. [4] obtienen mediante la comparación de los resultados del análisis de correlaciones angulares un coeficiente de mezcla para la transición de 177 keV que corresponde a un 23% E2, y un carácter M1 puro para las transiciones de 93.3 y 411.4 keV, en buen acuerdo con los resultados deducidos en este trabajo. La figura 32 presenta el esquema de desintegración para los niveles del ^{129}Cs . Los presentes resultados son compatibles con el esquema de niveles adoptado [8] para este núcleo, y permiten asegurar la existencia de los niveles de 321.7 y 904.3 keV, considerada dudosa.

Nuestros resultados de K/L para la transición de 278 keV es compatible con la asignación de carácter M1 dada por [4]. El resto de las transiciones para las que se han medido las relaciones K/L son mezcla E2 + M1, según se deduce de la tabla V.10. No se da la relación K/L de las transiciones 270 y 282 keV debido a que, como puede observarse en la figura 29, las líneas L de dichas transiciones se encuentran solapadas con líneas M de las transiciones de 266 y 278 keV respectivamente.

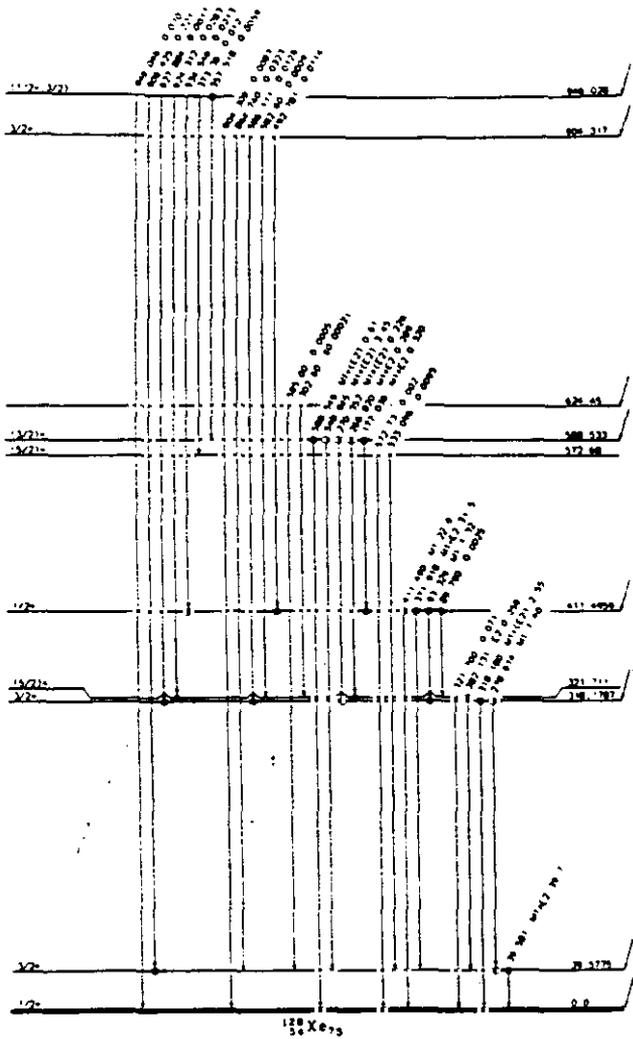
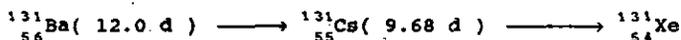


Fig.32.- Esquema de niveles del ^{129}Xe .

V.4.- ESTUDIO DE LA DESINTEGRACION DEL ^{131}Ba .

El ^{131}Ba decae al ^{131}Cs mediante captura electrónica, produciendo la excitación de los niveles nucleares cuyas transiciones han sido objeto de este estudio. A su vez el ^{131}Cs se desexcita, por captura de un electrón orbital con un periodo de 9.61 días al ^{131}Xe que es estable de acuerdo a la cadena



En los espectros analizados en este trabajo no se detectó ningún rayo gamma que se pudiese asignar al ^{131}Xe corroborándose así el hecho de que la desexcitación, del ^{131}Cs se produce sin excitar ningún nivel del ^{131}Xe , es decir 100% al nivel fundamental. También se observó la ausencia de contaminación por otros isótopos en la muestra estudiada, al no aparecer ningún pico y sin identificar como perteneciente a la desintegración del ^{131}Ba .

V.4.1.- Obtención de la fuente

La fuente radiactiva de ^{131}Ba se obtuvo a partir de las reacciones de desprendimiento ("spallation") producidas en un blanco de lantano fundido de 120 g/cm^2 de espesor bombardeado por un haz de protones de 600 MeV, procedentes del sincrociclotrón del CERN. Los productos de las reacciones que

se desarrollan en el blanco se transfieren a una fuente de superficie positiva similar a la utilizada en la obtención del ^{77}Br , que se escribe en el apartado V.1.1, pero ahora el estrechamiento que forma la fuente esta recubierto de renio, (Re, $Z = 75$), que se calienta a 1700 grados para ionizar selectivamente los núclidos de bario.

Los productos de la reacción fueron ionizados y acelerados hasta 60 keV en la fuente de iones y separados en masa por el imán del ISOLDE, obteniéndose un haz de 8×10^9 iones/s de ^{131}Ba . Este haz fue enfocado y recogido durante dos horas sobre una lámina de aluminio. La actividad de la muestra al terminar la recolección era de 3.9×10^7 Bq. La muestra fué trasladada a Madrid para su análisis, empezándose las medidas, con una actividad en la fuente de 2×10^7 Bq (0.54 mCi).

V.4.2.- Intensidades de líneas de electrones de conversión

Los espectros de electrones de conversión interna del ^{131}Cs analizados presentan una serie de líneas con energías inferiores a 620 keV , como puede verse en el ejemplo de la figura 33. Las intensidades relativas se determinaron mediante el análisis de las áreas de los picos correspondientes.

Los valores obtenidos en la determinación de las intensidades relativas de las líneas de electrones de conversión del ^{131}Cs se muestran en la tabla V.13 junto con los resultados posteriores a 1960 de otros autores [1-4]. Las

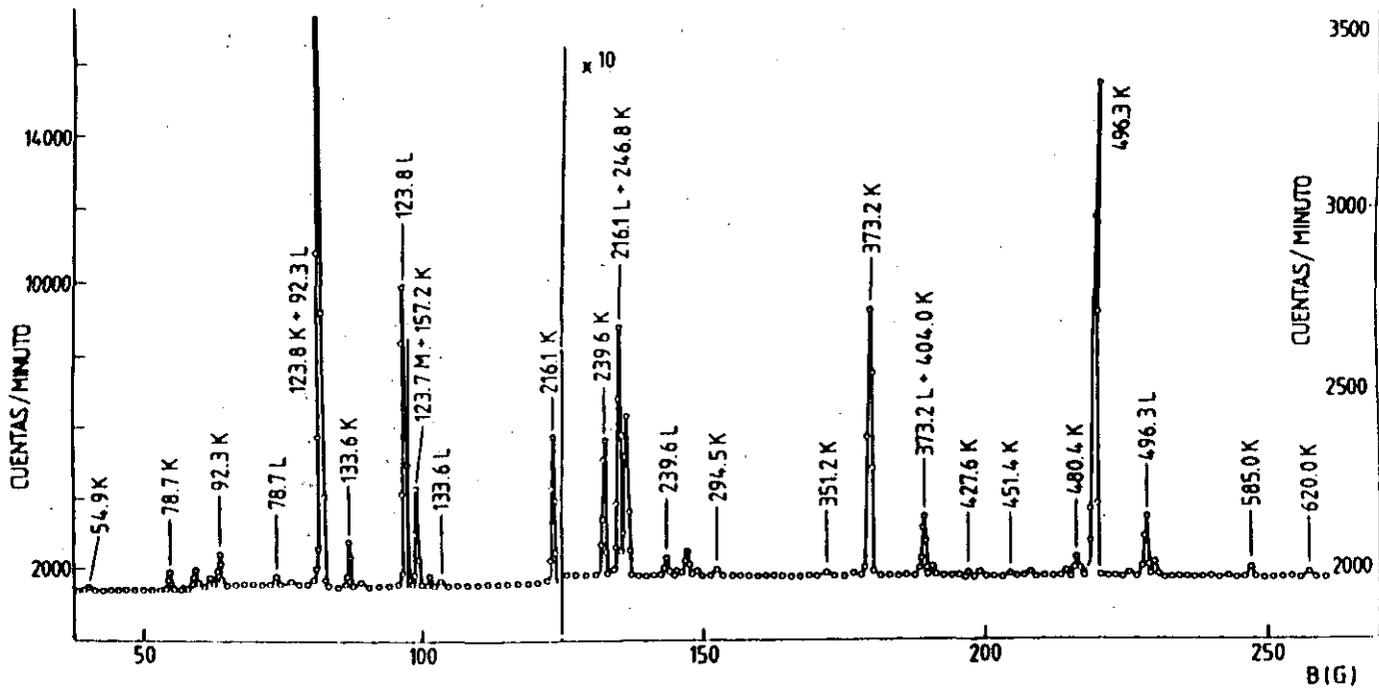


Fig. 33.- Espectro de líneas de electrones de conversión observadas en el ^{131}Cs .

Tabla V.13

Intensidades relativas de líneas de electrones
de conversión interna observadas en ¹³¹Cs

E(keV)	capa	Kelly y Horen (1963) (a)	Horen et al. (1964) (a)	Hasselgren et al. (1970) (b)	Morinaga y Hisatake (1975) (b)	Este trabajo
54.96	K		29.9		34.3	
	L	48.3	51.1		49.8	51.5 ± 4.0
	M	11.4				11.5 ± 1.0
	N	4.9				3.10 ± 0.25
78.75	K	55.7	65.6		68.5	52.5 ± 5.0
	L	6.4	10.3		8.6	9.80 ± 0.25
	M	2.1				2.20 ± 0.5
82.43	K	1.8	2.0			2.4 ± 0.3
92.30	K	28.9	36.1	25.1	34.2	33.1 ± 1.5
	L		5.3	5.3	5.0	6.0 ± 1.0
123.80	K	925	1060	895	1010	932 ± 70
	L	328	352		340	333 ± 10
133.60	K	43	43.4	37.6	44.7	43.0 ± 0.7
	L	6.8	8.6		8.4	7.8 ± 0.2
	M	2.2				1.90 ± 0.50
	N					0.40 ± 0.80
137.37	K	0.85	1.82			1.10 ± 0.10
157.15	L	0.30	0.42			0.30 ± 0.02
216.09	K	100	100	100	100	100
	L	15	14.9		13.1	14.4 ± 2.5
	M					2.95 ± 0.60
	N					0.65 ± 0.15
239.63	K	9.2	9.9			9.50 ± 0.15
	L	1.1	1.3			1.40 ± 0.04
	M	0.48				0.35 ± 0.02

TABLA V.13 (Continuación)

E(keV)	capa	Kelly y Horen (1963) (a)	Horen et al. (1964) (a)	Hasselgren et al. (1970) (b)	Morinaga y Hisatake (1975) (b)	Este trabajo
246.92	K		2.52			2.10 ± 0.04
	L	0.25	0.39			0.30 ± 0.02
249.44	K	8.8	10.1			9.8 ± 1.5
	L	1.2	1.4			1.50 ± 0.03
	M					0.27 ± 0.07
	N					0.06 ± 0.02
	K	0.34	0.38			0.37 ± 0.01
294.54	K	0.12	0.14			0.16 ± 0.01
373.25	K	15.5	15.7	15.04		17.9 ± 0.4
	L	3.1	2.3			2.30 ± 0.20
	M	0.56				0.50 ± 0.10
	N					0.11 ± 0.10
	K		1.04	0.70		1.16 ± 0.10
404.04	L	0.14	0.20			0.190 ± 0.015
427.60	K	0.06	0.09			0.10 ± 0.02
451.40	K	0.3	0.04			0.043 ± 0.006
461.17 } 462.9 }	K	0.05	0.11			0.090 ± 0.006
480.38	K	0.32	0.26	0.23		0.230 ± 0.007
486.48	K	1.04	1.0			1.03 ± 0.02
	L	0.11	0.15			0.150 ± 0.006
496.28	K	25.9	28.2			27.4 ± 0.5
	L	3.6	4.4			3.40 ± 0.06
	M	0.72	0.86			0.85 ± 0.02
572.66	K	0.057				0.060 ± 0.006
585.02	K	0.42	0.46			0.42 ± 0.01
620.05	K	0.32	0.37			0.330 ± 0.015

Errores : (a) 15%, (b) 1% - 10%

energías que figuran en esta tabla corresponden a la energía de la transición gamma. Las energías de las líneas de conversión de las distintas capas se han obtenido a partir de la energía de la transición y las correspondientes energías de enlace para cada capa. Esta energía de enlace es de 35.985 keV para la capa K del ^{131}Cs , 5.714, 5.359 y 5.012 keV para las capas L1, L2 y L3, tomándose 0.949 y 0.144 keV para las capas M y N, correspondiente al valor medio de las distintas subcapas [5]. Como puede observarse los valores obtenidos en el presente trabajo son compatibles con los resultados de otros autores.

En la tabla V.14 se presentan los valores experimentales obtenidos para las relaciones K/L, junto con los valores de otros autores para su comparación [1-4, 6 y 7]. Se han incluido los valores teóricos correspondientes a dicha relación para las multipolaridades E2 y M1. Los valores de la relación K/L de la tabla presentan un buen acuerdo con los resultados anteriores, siendo en general mejor la concordancia con los más recientes.

V.4.3.- Intensidades de líneas gamma

Un ejemplo de los espectros de líneas gamma, obtenidos mediante el detector de Ge, y comprendido entre los 50 y 1400 keV, se muestra en la figura 34.

Las intensidades relativas, respecto a la línea de 216.0 keV, obtenidas por medio del análisis del área de los picos,

TABLA V.14

Relaciones K/L experimentales y teóricas en ^{131}Cs

E (keV)	Elliot et al. (1952) (a)	Cork et al. (1953) (a)	Kelly y Horen (1963) (b)	Horen et al. (1964) (b)	Hasselegren et al. (1970) (c)	Morinaga y Histake (1975) (c)	Rösel et al. (1978)		Este trabajo
							E2	M1	
78.75	7.0	10.0	8.7	6.4		8.0	1.6	7.3	5.40 ± 0.60
92.30				6.9	9.9	6.8	2.0	7.4	5.5 ± 1.0
123.80	6.0	3.6	3.0	3.0	3.01	3.0	2.8	7.5	2.9 ± 0.5
133.60		5.8	6.3	5.1	5.6	5.3	3.2	8.1	5.5 ± 0.2
216.09	2.8	9.0	6.7	6.7	7.55	7.6	3.5	7.7	6.9 ± 1.0
239.63		6.0	8.3	7.5			5.1	7.6	6.8 ± 0.5
246.92				6.5			4.7	7.8	7.0 ± 1.0
249.44		6.0	7.2	7.4			5.2	7.7	6.5 ± 0.5
373.25		6.0	5.0	6.9			6.0	8.3	7.8 ± 1.0
404.04			7.5	5.2			6.3	8.1	6.1 ± 0.7
486.48			7.3	6.7			6.5	7.8	6.9 ± 0.4
496.28	2.5		7.3	8.0			6.6	7.7	8.1 ± 0.2

Errores : (a) 10% - 30%, (b) 15%, (c) 1% - 15%

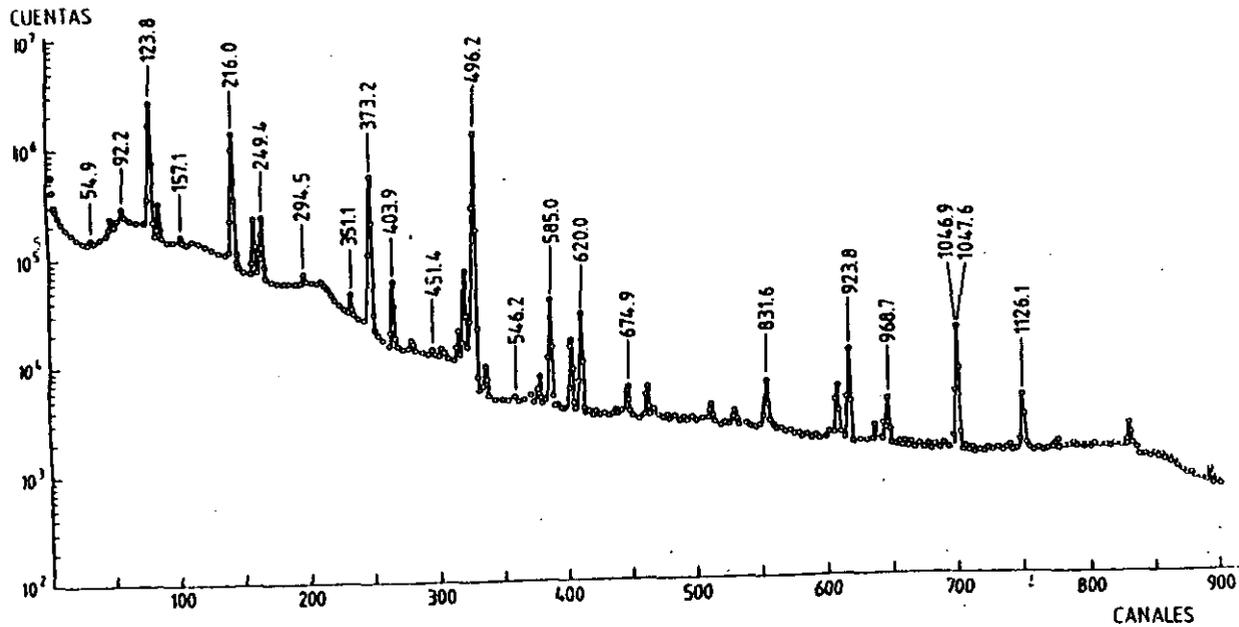


Fig.34- Espectro de rayos gamma observados en el ^{135}Cs .

de las transiciones gamma que se producen en la desintegración del ^{131}Ba se presentan en la tabla V.15, junto con los resultados de otros autores [3, 8-15]. Las energías obtenidas en este estudio para las líneas gamma están de acuerdo con los valores que aparecen en la compilación de Auble et al. [11]. Los errores experimentales han variado entre un 2 y un 8%, salvo para líneas con intensidad inferior al 1% cuyo error máximo se estima en un 10% .

La comparación de los valores relativos del presente trabajo con los obtenidos por otros autores es satisfactoria, especialmente con los de Kukarova et al. [9], Haasselgren et al. [3] y Gehrke et al. [12]. Los resultados de Singh et al. [10] son los que parecen más discrepantes respecto de los restantes pero no se observa ninguna desviación sistemática. Morinaga et al. [4] obtienen para las líneas 54.9, 78.7, 92.3, 123.8 y 133.6 keV valores relativos de 0.48, 3.8, 3.2, 146.2 y 11.0 respectivamente, que son compatibles con los presentes resultados teniendo en cuenta los errores experimentales.

Las líneas de 54.9 y 78.7 keV han sido observadas en el presente trabajo en acuerdo con [12] aunque no han sido incluidas en el trabajo más reciente de Sharma et al. [13]. La transición correspondiente a 82.4 keV observada por Karlsson et al. [8] y Hasselgren et al. [3] es descartada en trabajos posteriores. Aunque en el espectro gamma la intensidad de esta línea es muy baja, ha podido comprobarse su existencia en el espectro de coincidencias, en acuerdo con el resultado de [12]. Las líneas de 128.1 y 368.9 keV, incluidas por Auble et

TABLA V.15
Intensidades relativas de líneas gamma observadas en ¹³¹Cs

E(keV)	Karlsson (1966) (a)	Kucarova et al. (1968) (a)	Hasselgren (1970) (b)	Singh et al. (1973) (b)	Auble et al. (1976) (b)	Gehrke et al. (1976) (b)	Sharma et al. (1979) (b)	Chand et al. (1988) (c)	Huibin et al. (1990) (b)	Este trabajo
54.96		0.46	0.56	0.11	0.48	0.47		0.52	0.50	0.42 ± 0.08
78.75		4.50	3.31	4.89	3.79	3.70		3.8	3.48	3.5 ± 0.1
82.43	0.13		0.087		0.1	0.95			0.74	1.0 ± 0.1
92.30	2.28	3.70	3.59	4.26	3.2	3.25	3.12	2.9	3.1	3.1 ± 0.3
123.80	155.0	142.0	129.2	169.8	146.0	146.68	136.0	142.8	155.3	128.4 ± 6.0
128.1					0.08	0.087	0.08	0.07	0.07	0.08 ± 0.01
133.60	11.25	10.1	8.77	12.3	11.0	10.92	9.88	10.6	10.5	9.4 ± 0.5
137.37		0.9			0.16	0.16	0.21	0.19	0.25	0.17 ± 0.01
157.15	1.06	1.3	1.14	0.19	1.0	0.96	1.08	0.85	0.94	0.93 ± 0.05
216.09	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
239.63	11.63	12.1	12.17	11.1	12.1	12.16	12.24	12.20	12.2	12.2 ± 0.4
246.92	2.94	3.5	3.0	1.9	3.0	3.25	3.45	3.16	2.03	3.1 ± 0.5
249.44	15.38	14.61	14.21	15.97	14.1	14.29	14.47	14.07	17.7	14.4 ± 0.3
294.54	0.73	0.88	0.73	0.49	0.8	0.84	0.95	0.80	0.91	0.90 ± 0.04
323.8	1.02	0.3			0.1	* 0.009				<0.06
351.15	0.52	0.8	0.75		0.6	0.52	0.57	0.44	0.52	0.54 ± 0.03
368.9					0.15	0.12	0.15	0.06	0.20	
373.25	62.5	75.7	60.34	70.3	67.0	70.85	69.7	69.6	73.8	73.5 ± 5.0
404.04	5.96	6.7	5.83	7.2	6.5	6.61	7.35	6.57	6.86	7.14 ± 0.5
427.60	0.69	0.60	0.45	0.28	0.50	0.50	0.54	0.48	0.49	0.50 ± 0.02
451.40		0.4	0.21	0.48	0.21	0.21	0.24	0.20	0.21	0.22 ± 0.01
461.17	0.89	0.50	0.48	0.37	0.3	* 0.52	0.25	0.12	0.30	
462.9			0.50		0.2			0.10	0.25	0.57 ± 0.1
480.38	3.19	3.0	2.0	1.75	1.7	1.64	1.91	1.70	1.72	1.80 ± 0.10

TABLA V.15 (Continuación)

E(keV)	(a)	(a)	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	(c)	(b)	Este trabajo
486.48	11.69	9.8	8.35	12.1	9.5	10.5	10.8	10.50	10.94	10.6 ± 0.8
496.28	198.75	240	194.4	181.7	220	237	205	233.40	246.90	230 ± 15
546.27					0.03	0.026	0.02	0.02	0.015	0.03 ± 0.01
562.8		0.16			0.03	0.021		0.02	0.025	0.03 ± 0.01
572.66	0.84	0.78	0.83	1.11	0.80	0.79	0.82	0.78	0.83	0.81 ± 0.04
585.02	3.44	6.9	5.13	5.54	6.2	* 6.19	6.35	5.98	6.37	6.5 ± 0.3
620.05	7.06	7.3	5.78	8.03	7.9	6.9	7.77	7.25	7.92	7.9 ± 0.5
674.41	0.55	0.7	0.58	0.47	0.63	0.68	0.66	0.66	0.69	0.67 ± 0.03
696.46	0.61	0.93	0.61	0.55	0.74	0.75	0.74	1.07	0.79	0.79 ± 0.04
703.44					0.034	0.036		0.030	0.035	0.03 ± 0.01
795.9					0.2	0.038	0.02	0.18	0.037	
797.41					0.2	0.18	0.19	0.18	0.19	0.25 ± 0.01
831.63	0.88	1.5	0.99	2.77	1.1	1.17	1.22	1.14	1.21	1.23 ± 0.06
914.09	0.33	0.4	0.19	0.55	0.22	0.23	0.21	0.23	0.24	0.21 ± 0.01
919.5					0.04	0.045	0.03	0.04	0.047	0.03 ± 0.01
923.86	3.69	4.0	3.13	3.5	3.5	3.7	3.87	3.66	3.80	3.8 ± 0.2
954.66					0.17	0.16	0.16	0.16	0.17	0.15 ± 0.01
968.9		0.26	0.17	0.14	0.17	0.17	0.26	0.13	0.20	0.19 ± 0.01
1046.9					1.0				0.48	
1047.58	7.44	7.8	5.66	7.18	6.0	** 6.75	7.2	6.65	6.67	7.3 ± 0.3
1126.16					0.015	0.012		0.016	0.010	0.015 ± 0.003
1170.6					0.008	0.009			0.008	0.010 ± 0.002
1208.5					0.008	0.011		0.007	0.009	0.014 ± 0.002
1342.1					0.005	0.006		0.004	0.006	0.008 ± 0.002

* Doblete no resuelto

** La relación 1046.9 : 1047.6 es 1 : 8

Errores : (a) 5% - 35%, (b) 2% - 30%, (c) 1% - 10%

al. [11] en su recopilación, se confirman en este trabajo en acuerdo con los autores más recientes. Igualmente ha sido observada la línea 137.3 keV, incluida por [10], confirmando los resultados de [12, 13], a pesar de haber sido descartado por los trabajos de Hasselgren et al. [3] y Shing et al. [10].

Gehrke et al. [12] incluyen en el espectro las líneas de 323.8 keV observada por Karlsson [8] y confirmada por Kukarova et al. [9], y la de 508.0 keV, introducida por Kukarova et al. [9]. En ambos casos dichos autores asignan una cota superior a las intensidades correspondientes. El presente trabajo proporciona una cota superior para la primera de estas líneas no pudiendo confirmar su existencia, como tampoco se observa la línea de 334.5 keV que Gehrke et al. [12] introducen en el espectro, pero que sólo aparece en sus espectros en coincidencias. La línea 562.8 keV indicada en el esquema de desintegración por Kukarova et al. [9] se confirma por los resultados de este trabajo en contra del resultado de Sharma et al. [13], obteniendo un valor para su intensidad relativa concordante con el de Gehrke et al. [12]. Las transiciones correspondientes a 546.2, 795.9, 797.4, 919.5 y 954.6 keV han sido incluidas por Auble et al. [11] siendo observadas en los trabajos publicados posteriormente. Los presentes valores confirman estos resultados, aunque el doblete de 795.9, 797.4 keV no se puede resolver en el presente sistema experimental habida cuenta de su diferente intensidad (0.04 y 0.18 respectivamente, según [12]). Las líneas de 703.4, 1126.1, 1208.5 y 1342.1 keV aunque descartadas por Sharma et

al. [13] se confirman en el presente trabajo en acuerdo con los resultados de Gehrke et al. [12].

Posteriormente a la publicación de los resultados de este trabajo [14] han aparecido otros estudios [14-16] sobre la desintegración del ^{131}Ba , que no recogen en su bibliografía los presentes datos. Sidhu et al. [14] resuelven mediante coincidencias gamma-gamma las líneas de 1046.9, entre los niveles de 1170.6 y 123.8 keV, y 1047.6 keV, del nivel 1047.6 keV al fundamental. Estos autores obtienen multipolaridades para ciertas transiciones a partir del análisis de correlaciones direccionales gamma-gamma. Chand et al. [15] determinan valores para las intensidades gamma que están en buen acuerdo con los presentes resultados y confirman la existencia de las líneas gamma observadas en este trabajo, salvo las de 82.4 y 1170.7 keV. El trabajo más reciente de Huibin et al. [16] confirma todas las conclusiones expuestas anteriormente en este estudio sobre la identificación de líneas, incluyendo la existencia de las transiciones de 82.4 y 1170.7 keV, y obtienen valores relativos compatibles con los del presente estudio. Estos autores [16] introducen trece nuevas líneas gamma con intensidades relativas inferiores al 0.007% que no son observadas en los espectros que se han analizado debido a la baja intensidad de la fuente utilizada.

V.4.4. - Coeficientes de conversión interna

Mediante los resultados experimentales obtenidos para las

intensidades relativas de las líneas de electrones de conversión y para las correspondientes líneas gamma se han determinado los coeficientes de conversión relativos. Estos valores se pueden poner en una escala absoluta tomando para normalizar el valor del coeficiente de conversión K de una línea cuya multipolaridad esté bien determinada. En este caso se ha elegido la línea de 123.8 keV, que como puede verse en la tabla V.14, es de carácter E2 puro según la correspondiente relación K/L obtenida en este trabajo y de acuerdo con el resultado de otros autores [3, 4 y 17]. Como valor para el coeficiente de conversión K se ha tomado el valor teórico calculado por Rösler et al. (Cap. I, [15]), que es el que también han utilizado los autores de las referencias [3, 4]. Karlsson et al. [8] normalizan sus valores relativos de manera que los coeficientes de conversión interna para la capa L de siete transiciones, que ocurren para energías entre 123 y 149 keV, ajusten las curvas correspondientes a los valores teóricos de Sliv y Band (Cap. I, [14]), ya que en esa zona las curvas correspondientes a multipolaridad E1 y M1 se cruzan y no se desvían una de otra más del 10% .

Los resultados obtenidos para los coeficientes de conversión de la capa K se presentan en la tabla V.16 junto con otros valores de la bibliografía [2-4, 8-9 y 18]. Los valores de Horen et al. [2] que sólo determinan experimentalmente intensidades de líneas de electrones de conversión, han sido obtenidos a partir de las intensidades gamma de la referencia [3]. Los autores de las referencias

TABLA V.16

Coeficientes de conversión interna de la capa K ($\times 10^2$) en ^{131}Cs

E(keV)	α_K EXPERIMENTALES						α_K TEORICOS		Este trabajo
	Hören et al. (1964) (a)	Karlsson (1966) (a)	Kukarova et al. (1968) (b)	Hasselgrén et al. (1970) (a)	Morinaga y Hiestake (1975) (c)	Voinova et al. (1978) (c)	Rösel et al. (1978) E2	M1	
78.75	149.0	148.0	130.0		161.0		250	160	130 \pm 20
92.30	76.0	120.0	91.0	62.4	95.0	91.9	150	100	91 \pm 15
123.80	* 61.65	52.0	69.0	* 61.65	* 61.3	61.3	61.6	44	* 61.65
133.60	37.0	28.0	40.0		36.1	35.2	48	36	38.8 \pm 5.0
137.37			>20				44	32	55 \pm 10
216.09	7.5	7.6	9.3	8.9	8.9	7.89	11	9.5	8.5 \pm 0.8
239.63	6.1	6.4	7.6			7.01	7.5	7	6.62 \pm 0.50
246.92	6.4	6.5	6.7			6.59	6.6	6.5	5.7 \pm 0.8
249.54	5.3	5.0	6.8			5.82	6.5	6.4	5.8 \pm 0.5
294.54	3.9	4.0	4.0			3.52	4	4.2	3.49 \pm 0.40
351.15	1.4	2.1	1.6			2.38	2.3	2.6	2.52 \pm 0.50
373.25	1.95	1.92	2.2	2.22		1.98	1.9	2.3	2.09 \pm 0.40
404.04	1.34	1.33	1.4	1.15		1.58	1.5	1.9	1.40 \pm 0.20
427.60	1.49	1.0	1.4			1.56	1.3	1.5	1.70 \pm 0.40
451.40	1.46		>0.93				1.1	1.4	1.62 \pm 0.40
480.38	0.97	0.62	0.81	1.0		0.98	0.9	1.2	1.09 \pm 0.20
486.48	0.90	0.65	0.95			0.96	0.86	1.1	0.85 \pm 0.09
496.28	1.09	1.08	1.1			1.02	0.82	1	1.01 \pm 0.10
572.66	0.55	0.52	0.68			0.59	0.55	0.73	0.63 \pm 0.05
585.02	0.67	0.64	0.62			0.65	0.53	0.70	0.55 \pm 0.05

* Valor usado para normalizar

Errores medios : (a) 15%, (b) 30%, (c) 10%

[8-9], que solo determinan intensidades relativas de líneas gamma corresponden a los valores de las líneas de electrones de conversión de [2]. Como puede observarse en la tabla V.16 los valores de este trabajo son compatibles con los de otros autores, especialmente con los más recientes de Voinova et al. [18], que han sido obtenidos mediante medidas simultáneas de espectros de líneas de conversión y de líneas gamma. En el caso de la línea de 137.3 keV solo existía anteriormente una cota (> 0.2), obtenida por [9], que es compatible con el resultado de este trabajo (0.55 ± 0.1).

Análogamente se han obtenido los coeficientes de conversión para la capa L presentándose los resultados en la tabla V.17. Los valores son compatibles con los de otros autores [1,4 y 8-9], confirmando los resultados de Morinaga et al. [4] obtenidos para la zona de bajas energías.

En las tablas V.18 y V.19 se presentan los coeficientes de conversión de las capas M y N, respectivamente, obtenidos en este trabajo, junto con los valores teóricos de Rösler et al. (Cap. I, [15]) no existiendo valores experimentales para estos coeficientes en la bibliografía.

V.4.5.- Multipolaridades

Las multipolaridades de las transiciones del ^{131}Cs , que se presentan en la tabla V.20, han sido obtenidas a partir de los coeficientes de conversión (tablas V.16-19) y de la relación K/L (tabla V.14) entre las intensidades de las

TABLA V. 17

Coefficientes de conversión interna de la capa L en ^{131}Cs ($\times 10^2$)

E(keV)	α_L EXPERIMENTALES				α_L TEORICOS		Este trabajo
	Kelly y Horen (1963)	Karleson (1966)	Kukarova et al. (1968)	Morinaga y Hisatake (1975)	Rösel et al. (1978)		
	(a)	(a)	(b)	(c)	E2	M1	
54.96			826	919	890	61	1040 ± 30
78.75		23.30		20.2	160	22	23.5 ± 4.0
92.30		17.50		13.9	76	14	16.4 ± 3.0
123.80	23	17.34		20.7	22	5.9	22 ± 3
133.60		5.53		6.75	15	4.4	7.05 ± 0.90
157.15	6.0		3.0		7.5	2.8	2.74 ± 0.50
216.09		1.14		1.17	3.2	1.3	1.22 ± 0.30
239.63		0.89			1.5	0.92	0.98 ± 0.10
246.92		1.01			1.4	0.84	0.82 ± 0.15
249.44		0.674			1.3	0.83	0.89 ± 0.14
373.25		0.275			0.31	0.28	0.27 ± 0.05
404.04	0.18	0.260			0.24	0.23	0.23 ± 0.03
486.48		0.098			0.13	0.15	0.12 ± 0.02
496.28		0.14			0.12	0.14	0.13 ± 0.02

Errores medios : (a) 15%, (b) 40%, (c) 5%

TABLA V.18

Coefficientes de conversión interna de la capa M en ^{131}Cs ($\times 10^2$)

E (keV)	Rösel et al. (1978)		Este trabajo
	E2	M1	
54.96	196	12	232 ± 30
133.60	3.1	0.98	1.7 ± 0.5
216.09	0.48	0.25	0.25 ± 0.03
239.63	0.30	0.19	0.24 ± 0.03
249.44	0.26	0.17	0.160 ± 0.025
373.25	0.064	0.061	0.057 ± 0.010
496.28	0.026	0.028	0.031 ± 0.004

TABLA V.19

Coefficientes de conversión interna de la capa N en ^{131}Cs ($\times 10^3$)

E (keV)	Rösel et al. (1978)		Este trabajo
	E2	M1	
54.96	410	290	630 ± 20
133.60	7.8	2.1	3.7 ± 1.0
216.09	0.90	0.52	0.55 ± 0.15
249.44	0.60	0.38	0.35 ± 0.10
373.25	0.16	0.13	0.13 ± 0.03

TABLA V.20
MULTIPOLARIDADES

E(keV)	Horen et al. (1964)	Hasselgren et al. (1970)	Auble et al. (1976)	Lederer y Shirley (1978)	Krana (1980)	Browne et al. (1986)	Sidhu et al. (1988)	Este trabajo
54.96	92% E2		E2	≤ 6% M1		≤ 6% M1		E2
78.75	99.5% M1		M1 + E2	99.5% M1		99.6% M1		98% M1
92.30	> 80% M1	> 98% M1	M1 + E2	96% M1		96.3% M1		95% M1
123.80	95% E2	E2	E2	E2		E2		E2
133.60	80% M1	79% E2	M1 + E2	80% M1	83% M1	79% M1		75% M1
137.37			(E2)			(E2)		E2
157.15						(M1 + E2)		M1
216.09	> 91% M1	> 97% M1	M1	> 98% M1	99% M1	M1		98% M1
239.63	94% M1		M1	94% M1	97% M1	M1	98% M1	96% M1
246.92			M1, E2	92% M1	86% M1	M1, E2		M1
249.44	86% M1		M1	86% M1	70% M1	M1		90% M1
294.54	E2		M1, E2			M1, E2		E2
351.15			M1, E2			M1, E2		70% M1
373.25	56% M1	> 50% M1	M1, E2		90% M1	M1, E2		80% M1
404.04		> 80% E2	M1, E2			M1, E2	40% E2	95% E2
426.92			M1, E2			M1, E2		M1
451.40			M1, E2			M1, E2		M1
480.38		E2	(M1)			(M1)		70% M1
486.48			E2			E2		E2
496.28	> 80% M1		M1			M1		M1
572.66						M1, E2		60% E2
585.02						M1, E2		90% E2
620.05						(E2)		(E2)

líneas de electrones. En dicha tabla se han incluido los valores, de otros autores [2-3], obtenidos de manera análoga a los de este trabajo y los deducidos a partir del estudio de correlaciones angulares [14 y 19]. También se han recogido los valores de la recopilación de Auble et al. [11] y los de las tablas de Lederer et al. (Cap. I, [3]) y de Browne et al. [5].

Como puede observarse el acuerdo es, en general, satisfactorio con los resultados más recientes y complementan los deducidos por análisis de correlaciones angulares. Para la línea de 133.6 keV el valor de este trabajo es 25% E2 comparable al 17% E2 obtenido por Krane et al. [19] a partir del análisis de correlaciones angulares. Igualmente para la de 216.0 keV se obtiene una multipolaridad predominantemente M1 en acuerdo con los resultados de Horen et al. [2] y Karlsson [8] que asignan una proporción superior al 87% a M1 y es compatible con el parámetro de mezcla (δ) obtenido por Krane et al. [19].

La transición correspondiente a 239.6 keV tiene una multipolaridad de 96% M1 según este trabajo, de acuerdo con el valor de 94% M1 de Horen et al. [2] y con el valor 0.17 del parámetro de mezcla, δ , de Krane et al. [19]. Este resultado permitía descartar el valor alternativo de δ que correspondería a una transición E2 pura.

Para la línea de 246.9 keV Krane et al. [19] obtiene valores del parámetro de mezcla de -0.40 y 7.0 es decir 14% E2 y 86% M1, respectivamente. La asignación de multipolaridad M1

del presente trabajo corresponde al valor más bajo de δ , lo que es corroborado por la no observación de las líneas LII y LIII para esta transición [2].

En el caso de la transición de 249.4 keV Krane et al. [19] obtiene valores de 0.63 ó 29 para δ , que corresponden a 28% E2 ó E2 pura. El presente resultado es concordante con el de Horen et al. [2] y ambos son compatibles con el primer valor para el coeficiente de mezcla δ de los autores de la referencia [19].

Para la línea de 373.2 keV el presente resultado correspondería a $|\delta| = 0.50$ deducido del carácter 20% E2 obtenido para esta transición, en acuerdo con Horen et al. [2] y Hasselgren et al. [3] que asigna $< 51\%$ E2. Este valor es compatible con el resultado de Krane et al. [19] de $\delta = -0.34$, (10% E2), permitiendo descartar el valor alternativo de este autor de $\delta = -1.67$ para esta transición.

Para la línea de 404.0 keV se ha obtenido una multipolaridad predominantemente E2, en acuerdo con Hasselgren et al. [3] deducidos también mediante los valores de los coeficientes de conversión interna.

Ambos valores discrepan del resultado de Sidhu et al. [14] que corresponde al análisis de correlaciones angulares.

Los valores de δ obtenidos por Krane et al. [19] para la línea de 480.3 Kev cubren todo el rango desde M1 pura a E2. En nuestro caso se deduce un valor de 30% E2 que parece favorecer el valor de δ más bajo de Krane et al. [19].

En este caso el resultado más reciente de Sidhu et al.

[14] es de 96% M1 que es concordante con el resultado de este trabajo.

Los resultados obtenidos para las multipolaridades de las líneas de 404.0 y 496.2 keV están de acuerdo con los de Sharma et al. [13] que obtienen 99% E2 y 99.5% M2, respectivamente.

V.4.6.- Coincidencias gamma-gamma

Se han realizado análisis de espectros de coincidencias gamma-gamma seleccionando los espectros con puertas centradas en los fotopicos correspondientes a las líneas gamma de 123.8, 133.6, 216.0, 373.2, 496.2 y 585.0 keV. En la tabla V.21 se presentan las líneas utilizadas como puertas y las coincidencias observadas.

Tabla V.21
Coincidencias γ - γ observadas en ^{131}Cs

Energía de la puerta (keV)	Energía de las líneas observadas en coincidencia				
123.80	92.30	249.44	461.17	496.28	572.66
	795.9	923.86	1046.9		
133.60	54.9	82.5	239.63	451.40	486.48
	914.09				
216.09	157.15	368.9	404.04	480.38	703.44
	831.63	954.66			
373.25	246.92	546.27	674.41	797.41	

Puerta de 123.8 y 133.6 keV : Las líneas gamma de 123.8 y 133.6 keV están originadas por transiciones desde los niveles de las energías correspondientes al nivel fundamental. En la figura 35 se muestra un espectro parcial correspondiente a esta puerta.

De acuerdo con el esquema de niveles adoptado para el ^{131}Cs , [11], estos resultados permiten confirmar que el nivel de 123.8 keV está poblado directamente por la líneas gamma de 92.3, 249.4, 461.1, 496.2, 572.6, 795.9, 923.8 y 1046.9 keV procedentes de los niveles de 216.0, 373.2, 585.0, 620.0, 696.4, 919.5, 1047.6 y 1170.7 keV. Respecto al nivel de 133.6 keV aparecen las líneas de 54.9, 82.5, 239.6, 451.4, 486.4 y 914.0 keV. La primera línea gamma es una transición del nivel 133.6 al de 78.7 keV y los restantes son transiciones que parten de los niveles de 216.0, 373.2, 585.0, 620.0 y 1047.6 keV.

El trabajo de Singh et al. [10] para la puerta de 123.8 keV es compatible con los presentes resultados salvo que no señalan las líneas gamma de 795.9 y 1047.6 keV. Nuestros resultados confirman el emplazamiento de la transición correspondiente a la línea gamma de 795.9 keV, anteriormente considerado dudoso. Los valores de estos autores para la puerta de 133.6 keV están de acuerdo con los de este trabajo excepto que en este análisis si se observa la presencia del fotopico de 914.0 keV.

Los valores de Sharma et al. [13] para la puerta de 123.8 + 133.6 keV les llevan a eliminar en el espectro del

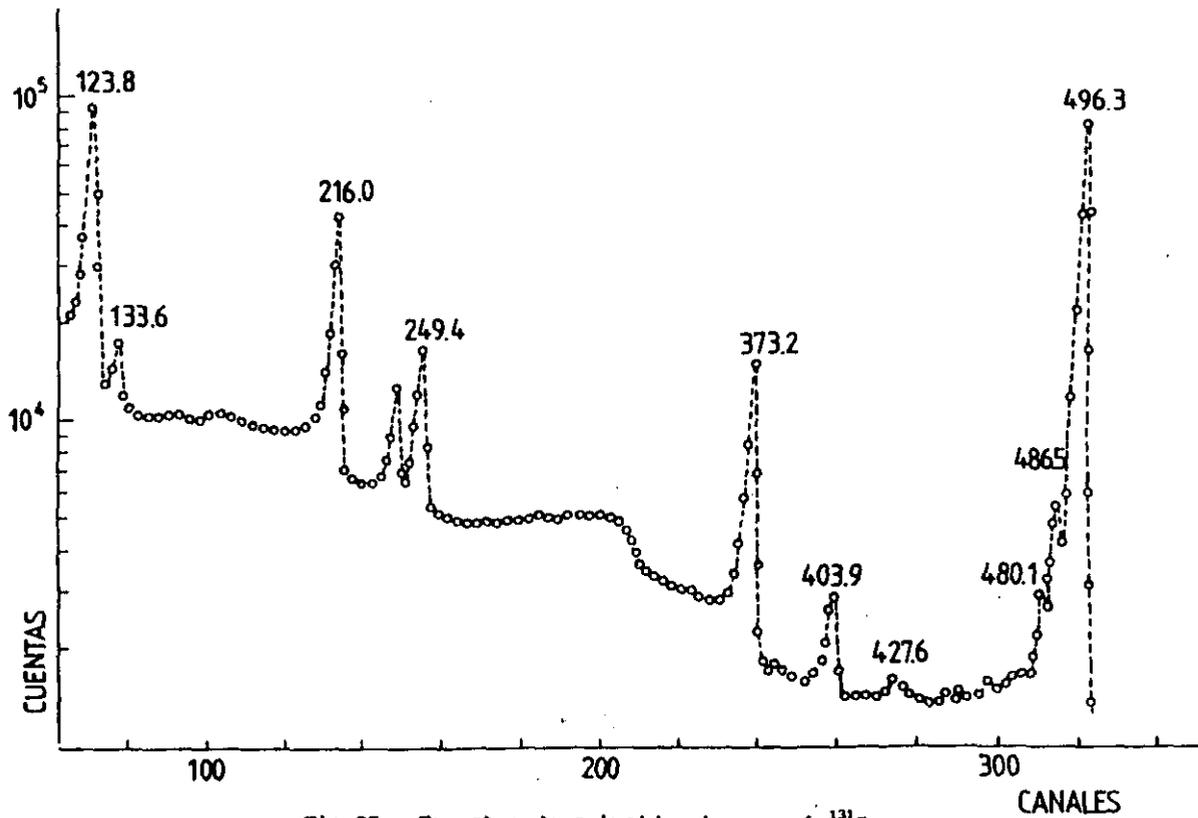


Fig. 35.- Espectro de coincidencias en el ^{131}Cs .
con el γ de 123.8 keV

^{137}Cs las líneas de 562.8, 703.4 y 1126.1 keV, lo cual no es compatible con los resultados de este trabajo que si estan de acuerdo con las conclusiones de Gehrke et al. [12].

Puerta de 216.0 keV : Los presentes valores muestran que al nivel de 216.0 keV se puebla por transiciones desde los niveles de 373.2, 585.0, 620.0, 696.4, 919.5, 1047.6 y 1170.7 keV, al identificarse como coincidencias las líneas de 157.1, 368.9, 404.0, 480.3, 703.4, 831.6 y 954.6 keV.

Los presentes resultados están de acuerdo con los obtenidos por Gehrke et al. [12], y con los de Singh et al. [10], aunque estos últimos autores no observan las líneas gamma de 368.9, 703.4 y 954.6 keV.

Puerta de 373.2 keV : Las coincidencias con el fotopico de 373.2 keV, que corresponde a la transición desde el nivel de igual energía al fundamental, indican que dicho nivel se puebla por transiciones desde los niveles 585.0, 919.5, 1047.6 y 1170.7 keV a través de las líneas gamma de 246.9, 546.2, 674.4 y 797.4 keV. Los resultados obtenidos confirman el esquema de niveles propuesto por Auble et al. [11], salvo que estos autores indican una línea gamma de 323.8 keV producida por la transición de 696.4 a 373.2 keV. En acuerdo con los resultados de Gehrke et al. [12], en este trabajo no se observa la presencia de esa línea que tampoco ha sido detectada en los espectros gamma analizados. Gehrke et al. [12] indican para este caso la existencia de un fotopico de

351.1 keV que ha sido detectado en este trabajo. Esta rayo gamma implicaría la población del nivel de 373.2 keV a partir del de 696.4 keV, directa o indirectamente mediante cascadas desde otros niveles.

Puerta de 496.2 keV : Los resultados para esta transición, que ocurre desde el nivel de 620.0 a 123.8 keV, indican la aparición de la línea gamma de 427.6 keV que corresponde a la transición desde el nivel de 1047.6 al de 620.0 keV. Indirectamente aparece reforzado el pico de 123.8 keV que corresponde a la transición desde el nivel de 123.8 keV al fundamental poblado a través de la transición gamma de 496.2 keV. La resolución del sistema experimental hace que al seleccionar esta puerta se incluya la contribución de la línea gamma de 486.4 keV, procedente de la transición del nivel de 620.0 a 133.6 Kev, ya que aparece el fotopico de 133.6 keV que corresponde a la transición desde el nivel de 133.6 Kev al fundamental. Estos resultados confirman el esquema de Auble et al. [11].

Puerta de 585.0 keV : De acuerdo con el esquema propuesto por [11], esta línea gamma corresponde a la transición desde el nivel de igual energía al fundamental aparece en coincidencias con la línea de 462.9 keV. Los resultados obtenidos en el presente trabajo no permiten concluir la existencia de este gamma por su baja estadística y al aparecer no completamente resuelta con la línea de 461.1 keV. Gehrke et

al. [12] sí confirman esta transición e indican como posibles las líneas de 334.5 y 585.0 keV que corresponderían a transiciones desde el nivel 919.5 y 1170.7 al 585.0. El presente trabajo ha permitido confirmar la existencia de la línea gamma de 585.0 keV.

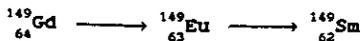
V.4.7.- Esquema de desintegración

Los espectros gamma procedentes de la desexcitación del ^{131}Ba analizados en este trabajo, han permitido confirmar la existencia de los fotopicos de 54.9, 78.7, 82.5, 128.1, 137.3, 368.9, 546.2, 562.8, 703.4, 919.5, 954.6, 1126.1, 1170.7, 1208.5 y 1342.1 keV, descartándose algunos otros foto picos previamente asignados al ^{131}Cs por corresponder a transiciones que no han sido observadas en este trabajo. La figura 36 presenta el esquema de niveles basado en el trabajo de Auble et al. [11] y que incorpora los resultados obtenidos en este estudio incluyéndose por tanto el nivel de 1342.1 keV.

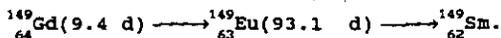
Los espectros de coincidencias han permitido situar en el esquema de niveles las transiciones que pueblan los niveles de 123.8, 133.6, 216.0, 373.2, 496.2 y 585.0 keV. Ciertas transiciones como la de 82.4, 795.9 y 1342.1 keV estaban anteriormente consideradas dudosas, confirmándose en este trabajo su emplazamiento en el esquema de niveles.

En este esquema se han incluido las multipolaridades de las líneas que se han obtenido en este trabajo.

V.5.- ESTUDIO DE LA CADENA DE DESINTEGRACION :



El ${}^{149}\text{Gd}$ decae, por captura electrónica, a niveles excitados del ${}^{149}\text{Eu}$ y éste a su vez al ${}^{149}\text{Sm}$ formando la cadena



Al estudiar los espectros gamma del ${}^{149}\text{Eu}$ y ${}^{149}\text{Sm}$ se han detectado líneas que no corresponden a ninguna de las transiciones de estos núcleos. El estudio de las energías con que aparecen dichas líneas y la evolución de su intensidad en el tiempo respecto a las líneas gamma del ${}^{149}\text{Eu}$, ha permitido identificarlas como pertenecientes a la desexcitación de niveles del ${}^{145}\text{Sm}$ y ${}^{145}\text{Pm}$.

Estos radionúclidos se originan por la desintegración por captura electrónica del ${}^{145}\text{Eu}$. La aparición del ${}^{145}\text{Eu}$ en la fuente se debe a que el ${}^{149}\text{Gd}$ fué producido a partir del ${}^{149}\text{Tb}$ y éste, además de la desintegración por captura electrónica que da origen a la cadena objeto de estudio, se desintegra por emisión α al ${}^{145}\text{Gd}$. En la figura 37 se presenta el esquema de desintegración para estos radionúclidos.

V.5.1.- Obtención de la fuente

El núclido de ${}^{149}\text{Gd}$ se obtuvo haciendo incidir un haz de

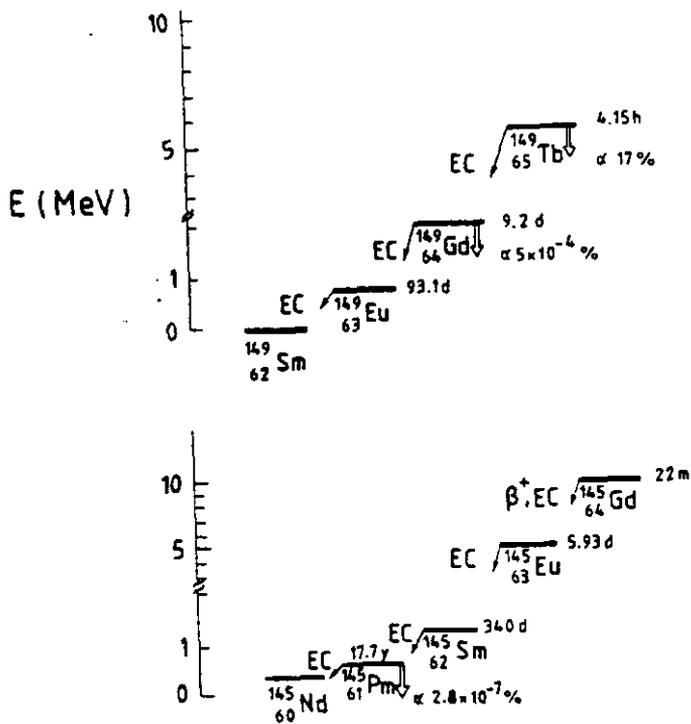


Fig.37.- Esquema parcial de desintegración de los núcleos estudiados.

protones de 1 μA de intensidad y una energía de 600 MeV procedente del Síncrociclotrón del CERN, sobre una lámina de tántalo de 122 g/cm^2 de espesor. Los productos de las reacciones que tienen lugar en el blanco, se hacen pasar por medio de un gradiente de presión a una fuente de ionización de superficie, formada por un cilindro de wolframio de 3 mm de diámetro que se mantiene a 2400°C de temperatura. Los iones son acelerados al aplicar una diferencia de potencial de 60 kV y se separan en masa mediante el campo magnético del ISOLDE.

Seleccionando en el separador la masa 149, se recogió el haz sobre una lámina de aluminio durante 75 min, obteniéndose una fuente de 10^9 Bq de ^{149}Dy (4.2 m) que se desexcita al ^{149}Tb . Esta fuente fue enviada a Madrid por vía aérea, empezándose las medidas transcurridos tres días desde su producción, siendo entonces la actividad de 2×10^6 Bq. debida al ^{149}Gd (9.3 d) que se produce por la desexcitación por captura electrónica del ^{149}Tb .

V.5.2.- Estudio de la desintegración del ^{149}Gd

V.5.2.1.- Intensidades de líneas de electrones de conversión

El espectro de electrones de conversión interna obtenido en este trabajo permite identificar una serie de líneas con energías inferiores a 939 keV , como se observa en la figura 38.

Los valores obtenidos en la determinación de las

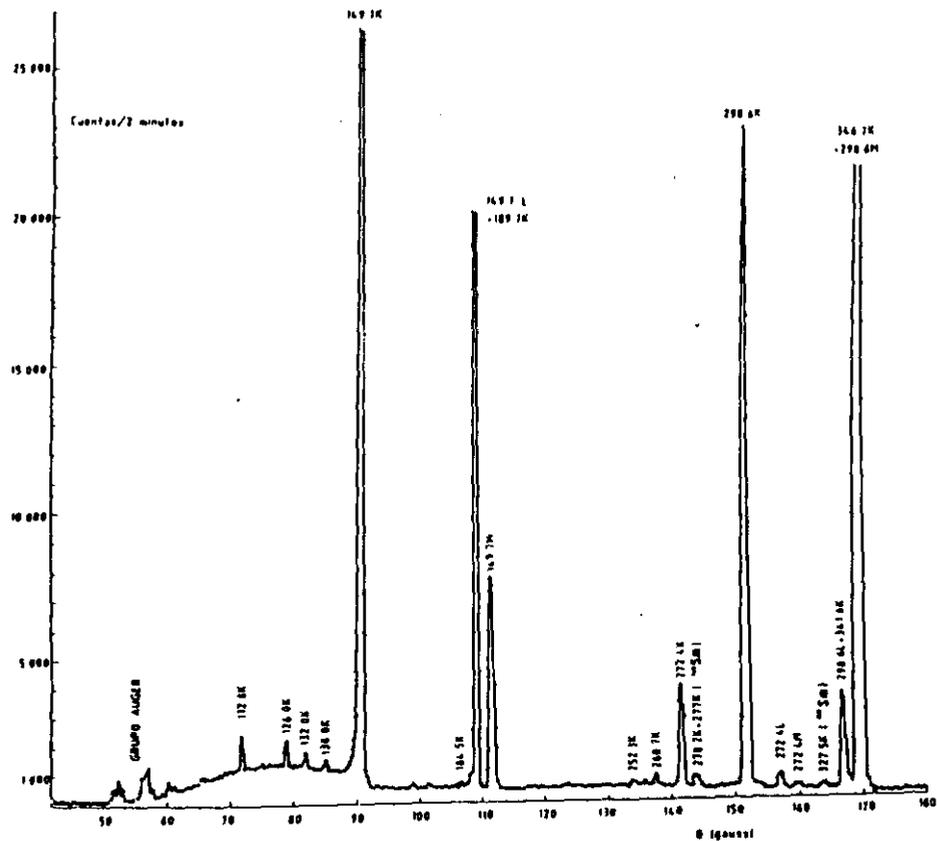


Fig.38 (a).- Espectro de líneas de electrones de conversión observadas en el ^{149}Eu .

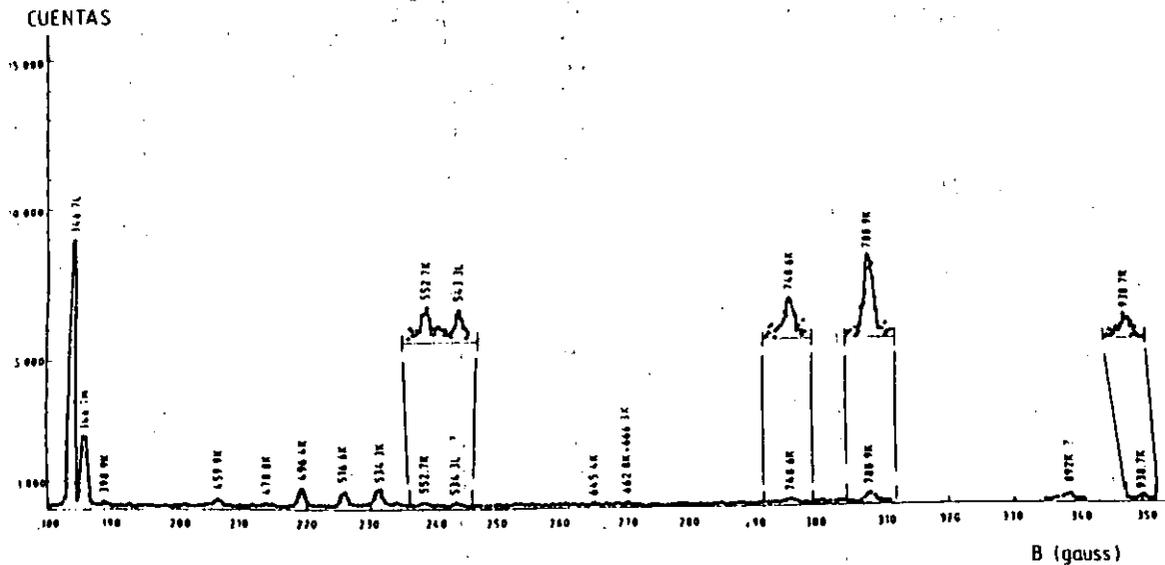


Fig.38 (b).- Espectro de líneas de electrones de conversión observadas en el ^{149}Eu .

intensidades relativas de las líneas de electrones de conversión de la capa K, del ^{149}Eu se muestran en la tabla V.22 junto los resultados más recientes de la bibliografía [1-2] para su comparación. Resultados anteriores a 1968 de otros autores [3-5] han sido tenidos en cuenta aunque no figuran en dicha tabla. El acuerdo entre los distintos valores para las intensidades relativas es satisfactorio excepto para la línea de 184.5 K en que el presente resultado está en mejor acuerdo con el de Adam et al. [1].

V.5.2.2.- Intensidades de líneas gamma

Un ejemplo de los espectros de líneas gamma analizados en este trabajo para el ^{149}Eu se presenta en la figura 39. Los resultados para las probabilidades de emisión gamma relativas de estas líneas se presentan en la tabla V.23, junto con los valores de los autores más recientes [2,6-7] para su comparación.

Los valores medidos de las energías de los rayos gamma en este trabajo están en buen acuerdo con los obtenidos por Sen et al. [6]. Las líneas de 384.92 y 478.29 keV incluidas en la recopilación más reciente para este núclido [7] han sido observadas solamente como líneas de conversión muy débiles [2] y no han sido detectadas en este trabajo en acuerdo con el resultado de Sen et al. [6]. Aleksankov et al. [2] observaron una transición de 127.1 keV que no puede ser confirmada por este trabajo. Estos autores también observaron emisión gamma

TABLA V.22
 Intensidades relativas de líneas de electrones de conversión
 de la capa K observadas en ^{149}Eu

E (keV)	Adam et al. (1968) (a)	Aleksandrov et al. (1975) (a)	Este trabajo
126.00	0.59	0.32	0.48 ± 0.02
132.02	0.31	0.21	0.29 ± 0.007
138.00	0.20	0.86	0.17 ± 0.02
149.72	100	100	100
184.5	0.08	0.27	0.0920 ± 0.0009
252.26	0.083	0.098	0.090 ± 0.007
260.73	0.082	0.105	0.096 ± 0.006
272.37	1.38	1.40	1.28 ± 0.04
298.64	8.21	9.37	8.45 ± 0.22
346.69	17.1	20.07	20.38 ± 0.77
459.87	0.064	0.059	0.060 ± 0.004
496.41	0.186	0.19	0.190 ± 0.005
516.57	0.158	0.18	0.170 ± 0.006
534.31	0.202	0.23	0.250 ± 0.002
748.65	0.057	0.059	0.044 ± 0.002
788.88	0.101	0.11	0.110 ± 0.006

(a) Errores: 1% - 35%

TABLA V.23

Intensidades relativas de líneas gamma observadas en ^{149}Eu

E(keV)	Aleksandrov et al. (1975) (a)	Sen et al. (1975) (a)	Szűcs et al. (1985) (a)	Este trabajo
82.50	0.056		0.06	0.07 ± 0.02
126.00	0.30		0.30	0.28 ± 0.04
128.70	0.094		0.09	0.12 ± 0.03
132.02	0.15	0.14	0.15	0.14 ± 0.02
138.00	0.19		0.18	0.22 ± 0.05
149.72	100	100	100	100
184.5	0.13	0.13	0.12	0.12 ± 0.03
214.29	0.47	0.45	0.43	0.41 ± 0.03
229.0		0.06		0.18 ± 0.01
252.26	0.64	0.61	0.61	0.63 ± 0.05
260.73	2.87	3.0	2.84	2.80 ± 0.04
264.5	0.056		0.06	0.08 ± 0.03
272.37	5.70	7.65	5.85	6.80 ± 0.04
278.20	0.17	0.22	0.21	0.28 ± 0.04
298.64	58.38	66.18	59.0	64.4 ± 0.5
341.60	0.056		0.06	0.051 ± 0.003
346.69	46.34	56.0	47.8	51.5 ± 0.03
384.7		0.19	0.19	0.17 ± 0.05
398.9	0.075		0.07	0.08 ± 0.03
404.31	0.26	0.46	0.35	0.36 ± 0.03
415.7	0.037	0.063	0.05	0.07 ± 0.02
431.40	0.15	0.16	0.15	0.15 ± 0.01
436.60	0.11		0.11	0.10 ± 0.02
459.87	1.11	1.29	1.15	1.24 ± 0.09
478.77	0.45	0.46	0.45	0.44 ± 0.03
482.83	0.11		0.11	0.12 ± 0.02
496.41	3.32	3.81	3.31	4.5 ± 0.2
516.57	6.28	6.14	5.8	5.8 ± 0.4
534.31	6.24	6.94	6.2	6.8 ± 0.4
599.2		0.09	0.10	
600.92	0.36		0.36	0.12 ± 0.06
645.39	2.83	3.35	3.18	3.23 ± 0.21
662.77	0.62	0.67	0.62	0.66 ± 0.05
666.28	1.91	1.76	1.89	1.88 ± 0.11
726.36	0.21	0.25	0.24	0.29 ± 0.03
734.97	0.26	0.23	0.236	0.23 ± 0.04
748.65	15.29	19.2	15.3	18.3 ± 0.6
788.88	14.15	17.06	14.2	15.6 ± 0.4
794.70	0.056		0.06	0.07 ± 0.02
798.0		0.10	0.099	0.085 ± 0.012
812.68	0.32	0.32	0.32	0.32 ± 0.04
862.97	0.19	0.15	0.16	0.14 ± 0.02
875.95	0.30	0.38	0.33	0.30 ± 0.03
933.25	1.27	1.52	1.28	1.40 ± 0.11
938.68	4.25	5.9	4.27	5.3 ± 0.2
947.94	2.0	2.36	2.01	1.95 ± 0.11
956.4		0.035	0.04	0.03 ± 0.03
992.2		0.10	0.099	0.08 ± 0.03
1012.6	0.037	0.09	0.06	0.09 ± 0.01
1082.0	0.037	0.05	0.04	0.06 ± 0.01
1231.0		0.13	0.13	0.13 ± 0.01

(a) Errores 1σ - 30%

con energías de 189.70 y 552.72 keV que asignaron a la desexcitación del ^{149}Eu . Sin embargo, rayos gamma de 189.70, 552.72 y 553.26 keV han sido identificados en la desintegración por captura electrónica del ^{149}Eu [8-9], lo que impide la asignación de las transiciones correspondientes a 189.70 y 552.72 keV al ^{149}Gd , al detectarse en los espectros analizados líneas del ^{148}Eu . De las restantes líneas gamma asignadas al ^{149}Eu por Aleksandrov et al. [2], se confirman en este trabajo las líneas de 264.5, 341.60, 398.9, 436.60, 482.83 y 794.70 keV. Así mismo se han identificado las líneas 384.7, 798.0, 956.4 y 992.2 keV detectadas por Sen et al. [6]. En la recopilación de Szücs et al. [7] se incluyen dos líneas gamma de 599.2 y 600.92 keV cuyas intensidades han sido medidas por los autores de las referencias [2 y 6]. Solo una de estas transiciones ha sido detectada en esta región en el presente trabajo, confirmando la energía y probabilidad de emisión obtenidas en el experimento más reciente [6].

Las intensidades de líneas gamma obtenidas en el presente trabajo están en buen acuerdo con las medidas más recientes [2,6-7], teniendo en cuenta los errores experimentales. Las probabilidades de emisión obtenidas por Szücs et al. [7] son promedios ponderados de los valores de las referencias [2,6 y 10]. La detección en este trabajo de las líneas de 1012.6 y 1082.0 keV permite confirmar la existencia de los correspondientes niveles nucleares en el esquema de desintegración del ^{149}Eu [6], figura 40.

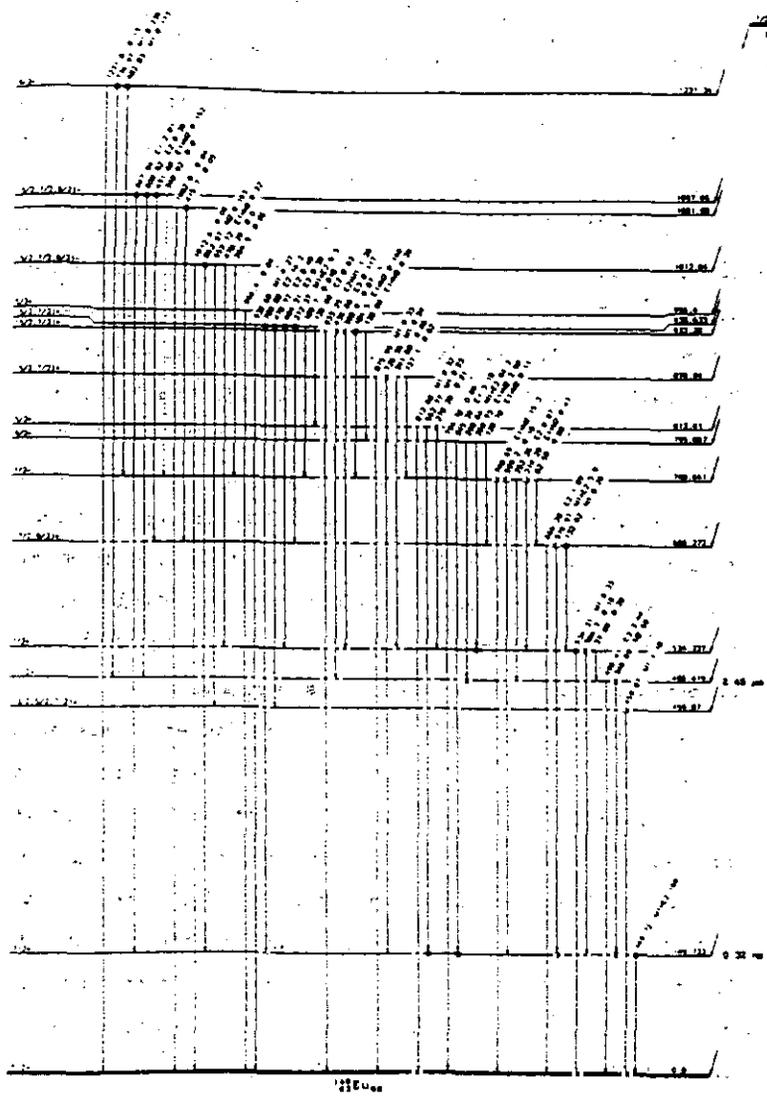


Fig. 40.- Esquema de niveles del ¹⁴⁹Eu.

V.5.2.3. - Coeficientes de conversión y multipolaridades

En la tabla V.24 se presentan los coeficientes de conversión interna de la capa K y las multipolaridades determinadas en este trabajo para dieciseis transiciones del ^{149}Eu . Para obtener los coeficientes de conversión en una escala absoluta, a partir de la medida de los valores relativos de las intensidades de líneas gamma y de electrones, se ha tomado el valor experimental $\alpha_K = 0.192$ correspondiente a la línea de 346.6 keV obtenido por [2]. Sen et al. [6] deducen los valores α_K mediante sus valores para las intensidades de líneas gamma y las intensidades de electrones experimentales de Adam et al. [1]. En la recopilación de Szücs et al. [7] los coeficientes de conversión se han obtenido normalizando a un valor para α_K de 0.50 para la transición 149.7 keV. En general los coeficientes de conversión obtenidos en este trabajo están en buen acuerdo con los valores experimentales más recientes [6]. Las discrepancias surgidas entre diferentes autores [2, 6-7] sobre los valores α_K para la transición de 126.0 keV se atribuyen a los datos utilizados para las intensidades de electrones.

Las multipolaridades para estas transiciones se han deducido de los valores experimentales para α_K y la interpolación con los valores teóricos de Rössell et al. (Cap. I, [15]). Los resultados obtenidos están en acuerdo con los valores más recientes [7, 11]. Así en el experimento de la referencia [11] se obtienen las relaciones de mezcla de

TABLA V.24
 Coeficientes de conversión interna de la capa K del ^{140}Eu ($\times 10^2$)
 y multipolaridades

E(keV)	Aleksandrov et al. (1975)	Sen et al. (1975)	Szücs et al. (1985)	Este trabajo	
	(a)	(a)	(a)	α_K - Multipolaridad	
126.00	52.3		48	89.5 ± 2.0	E2
132.02	66.7		95	100 ± 2	M1
138.00	21.4		35	37.1 ± 1.0	95% E1
149.72	48.0	62.8	50	48.5 ± 1.0	25% E2
184.5	9.7	39.6	14	36.8 ± 1.0	M1
252.26	7.2	8.5	8.2	6.9 ± 0.5	E2
260.73	1.8	1.7	1.9	1.6 ± 0.3	E1
272.37	11.8	11.3	11.9	9.0 ± 0.8	75% M1
298.64	7.7	7.8	7.4	6.3 ± 0.5	50% M1
346.69	20.8	19.2	20.4	19.0 ± 1.0	M2
459.87	2.55	3.1	2.7	2.3 ± 0.5	75% M1
496.41	2.77	3.1	2.89	2.0 ± 0.3	E3
516.57	1.37	1.6	1.48	1.4 ± 0.3	55% E2
534.31	1.75	1.8	1.73	1.8 ± 0.3	M1
748.65	0.18	0.19	0.19	0.14 ± 0.04	E1
788.88	0.36	0.37	0.36	0.34 ± 0.04	E2

(a) Errores : 1% - 30%

multipolaridad para las transiciones 298.6, 346.7 y 748.6 mediante anisotropía de rayos gamma, obteniendo un parámetro δ que corresponde a $10\% E1$, $7\% E3$ y $3\% M2$, respectivamente, que son compatibles con los resultados del presente trabajo.

V.5.3.- Estudio de la desintegración del ^{149}Eu .

V.5.3.1.- Intensidades de líneas de electrones de conversión

Los valores obtenidos en la determinación de las intensidades relativas de las líneas de electrones de conversión, de las capas K L y M del ^{149}Sm se muestran en la tabla V.25 junto con los resultados de otros autores [12-13] para su comparación.

Trabajos de otros autores [1, 3-5 y 16-19] anteriores a 1960 también han sido tenidos en cuenta en este trabajo. Para la línea de 22.5 keV se ha determinado por Antman et al. [20] la intensidad de las diferentes componentes L y M así como ΣM y $\Sigma(O + P)$.

Como puede observarse los valores obtenidos en el presente trabajo son compatibles con los resultados de otros autores, y confirman la existencia de la línea de electrones de conversión de 281.29 keV observada anteriormente solo por Meyer et al. [13].

TABLA V.25

Intensidades relativas de líneas de electrones de conversión
observadas en ^{149}Sm

E(keV)	Capa	Harmatz et al. (1966)	Mc Isaac y Helmer (1966)	Meyer et al. (1982) (a)	Este trabajo
254.56	K	22.1	22.06	20.43	20 ± 2
	L	3.7		3.17	
	M			0.73	
277.08	K	100	100	100	100
	L	13		13.91	14.7 ± 1.0
	M	3		3.48	
281.29	K			0.71	0.66 ± 0.07
327.52	K	70	69.85	73.19	79.3 ± 5.0
	L	9.7		10.98	10.4 ± 2.0

(a) Error : 10%

TABLA V.26

Intensidades relativas de líneas gamma observadas en ^{149}Sm

E(keV)	Holland (1976) (a)	Garrett et al. (1976) (a)	Meyer et al. (1982) (a)	Este trabajo
22.52		56.8	59.55	55.5 ± 2.0
72.98	0.20		0.34	0.38 ± 0.04
178.58	0.43	0.45	0.57	0.52 ± 0.05
208.28	0.15		0.32	0.28 ± 0.03
251.51	0.36		0.27	0.26 ± 0.05
254.57	15.05	15.8	15.73	15.8 ± 0.2
277.09	84.18	88.2	88.09	88.4 ± 0.4
281.29	0.48		0.57	0.53 ± 0.03
327.53	100	100	100	100
350.02	8.67	9.6	8.91	8.7 ± 0.3
381.7			0.074	0.09 ± 0.02
506.09	14.03	14.5	13.45	13.6 ± 0.1
528.59	13.52	13.0	12.73	12.10 ± 0.04
535.90	1.17	1.1	1.12	1.35 ± 0.04
558.37	1.58	1.3	1.46	1.20 ± 0.03

(a) Errores : 1% - 30%

V.5.3.2.- Intensidades de líneas gamma

Un ejemplo de los espectros de líneas gamma obtenidos en este trabajo se pueden ver en la figura 41. Los resultados de las intensidades relativas de estas líneas se presentan en la tabla V.26, junto con los valores de los autores más recientes [13-15] para su comparación. Solamente se han incluido las líneas con intensidades mayores que 0.05%. Los valores obtenidos en este trabajo están en buen acuerdo con los que figuran en los últimos trabajos publicados. La detección de la transición gamma de 381.7 keV indica la existencia del nivel nuclear de 658.6 keV, propuesto por Meyer et al. [13], ya que esta transición solo puede ser situada en el esquema de niveles como una desexcitación entre los niveles 658.6 - 277.0 keV. El esquema de niveles de este núcleo se muestra en la figura 42.

V.5.3.3.- Coeficientes de conversión y multipolaridades

Con las intensidades de electrones de conversión y rayos gamma se han obtenido los correspondientes coeficientes de conversión interna y las multipolaridades de las transiciones cuyos resultados se muestran en la tabla V.27, junto con los de otros autores [1, 7 y 13]. Los valores relativos han sido puestos en una escala absoluta normalizando mediante el valor del coeficiente de conversión teórico de la transición gamma de 327.5 keV [7].

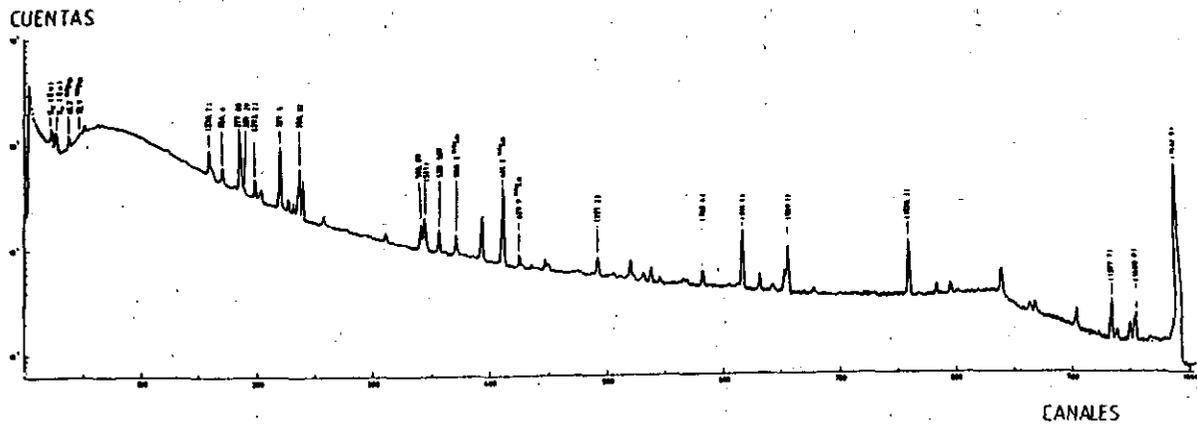


TABLA V.27

Coefficientes de conversión interna ($\times 10^2$) y multipolaridades en ^{149}Sm

E (keV)	Capa	Adam et al.	Meyer et al.	Szűcs et al.	Este trabajo	
		(1968) (a)	(1982) (a)	(1985)	α	Multipolaridades
254.56	K	10.3	10.1	10.1	8.6 ± 1.0	40% M1
277.08	K	8.24	8.22	8.5	7.7 ± 0.7	30% E2
	L		1.2	1.2	1.1 ± 0.1	
281.29	K		9.5	8.22	8.5 ± 1.0	M1
327.52	K	4.9	5.3	5.4	5.4 *	90% M1
	L		0.79	0.76	0.71 ± 0.07	

(a) Errores : 1% - 15%

* valor de normalización

De la misma manera que en el caso del ^{149}Eu las multipolaridades han sido deducidas comparando los coeficientes experimentales obtenidos en este trabajo con los valores teóricos [7]. Para la transición 281 keV se ha obtenido una multipolaridad M1 y para la transición 327 keV un 90% M1. Los resultados más recientes [13] para estas transiciones son M1 y < 10% E2, respectivamente. Estos valores han sido obtenidos con un método experimental diferente lo que corrobora los resultados de este trabajo y el procedimiento utilizado.

V.5.4.- Estudio de la cadena de desintegración :



Los espectros gamma analizados en la cadena del ^{149}Gd muestran la existencia de líneas que han sido identificadas como transiciones del ^{145}Sm , provenientes de la desintegración por captura electrónica del ^{145}Eu (5.93 d). Este radionúclido se origina por la desintegración del ^{145}Gd (22 min) producida por la emisión alfa del ^{149}Tb (17%).

El decaimiento del ^{145}Eu a los estados excitados del ^{145}Sm fue detectado por primera vez en 1951 [21] y la identificación de las líneas gamma más intensas fue realizada por Grover et al. [22]. El primer esquema de niveles [23] junto con otros trabajos experimentales realizados antes de 1967 han sido recopilados en la evaluación de datos nucleares realizado por Chiao y Martin [24]. Nuevas medidas de

intensidades de rayos gamma junto con una comparación de los datos de electrones de conversión publicados fueron realizadas por Adam et al. [25], determinando los coeficientes de conversión de la capa K. Nuevas investigaciones sobre este núclido [26-27] estudian con particular énfasis la zona del espectro de más alta energía y conducen a las probabilidades de emisión gamma y al esquema de niveles para el ^{145}Sm que se recoge en la evaluación realizada por Peker [28] en 1986.

En la tabla V.28 se muestran los resultados obtenidos en este trabajo para las intensidades de líneas gamma junto con las de otros autores para su comparación [25-26 y 28]. Como puede observarse el acuerdo es satisfactorio no existiendo discrepancias significativas.

La primera observación de la desexcitación del ^{145}Sm fue realizada en 1947 por Inghram [29] al estudiar mediante un espectrógrafo de masas el samario activado por neutrones.

Butement [30] determinó en 1951 una vida media para el ^{145}Sm de 410 días, y calculó una vida media para el núcleo hijo, ^{145}Pm . Rutledge et al. [31] determinaron las intensidades de electrones de conversión y las relaciones K/L para la transición de 63.1 keV. Brossi et al. [32] observaron nuevas transiciones gamma que ocurrían con una probabilidad muy pequeña en el decaimiento del ^{145}Sm y resolvieron la radiación gamma emitida por el ^{145}Pm en dos componentes cercanas.

El rayo gamma de 121 keV atribuido a un nivel nuclear del ^{145}Sm por Berenyi et al. [33] no ha sido confirmado por

TABLA V.28

Intensidades relativas de líneas gamma observadas en ^{145}Sm

E(keV)	Adam et al. (1968) (a)	Newman et al. (1973) (a)	Peker (1986) (a)	Este trabajo
111.0	2.4	2.40	2.94	2.55 ± 0.02
191.24	0.88	0.86	0.787	0.95 ± 0.04
314.13			0.079	0.09 ± 0.03
338.33			0.107	0.10 ± 0.05
365.37			0.092	0.11 ± 0.03
373.59			0.077	0.08 ± 0.01
434.41			0.28	0.34 ± 0.03
468.76			0.17	0.21 ± 0.03
474.84			0.17	0.14 ± 0.10
526.0		0.29	0.161	0.17 ± 0.06
542.56	7.0	6.40	7.0	6.3 ± 0.5
653.51	22.8	23.16	24.0	21.4 ± 0.05
713.55		0.40	0.36	0.36 ± 0.01
764.77	2.6	2.53	2.59	2.38 ± 0.10
838.64	0.22	0.21	0.167	0.15 ± 0.05
893.74	100	100	100	100
910.55		0.11	0.124	0.14 ± 0.05
949.53		0.084	0.125	0.16 ± 0.05
1078.91	0.78	0.67	0.645	0.66 ± 0.09
1239.57		0.17	0.181	0.21 ± 0.04
1423.19	0.58	0.72	0.560	0.65 ± 0.03

(a) Error : 1% - 20%

trabajos posteriores [34-35].

Nuevas investigaciones sobre el ^{145}Sm [34] introdujeron una emisión gamma de 429.5 keV que no había sido observada anteriormente. Este resultado fue confirmado por los últimos trabajos experimentales [35].

En la tabla V.29 se muestran las intensidades gamma para las tres transiciones que aparecen en la desexcitación del ^{145}Sm al ^{145}Pm junto con los valores de otros autores para su comparación [28, 34-35].

Las características de la desexcitación del ^{145}Pm cuya vida media es de 17.7 años son bien conocidas [28] debido a la exactitud experimental con que se han determinado las energías e intensidades relativas de las líneas gamma [36-37]. Este núcleo decae por captura electrónica a los niveles 72 y 67 keV y al fundamental del ^{145}Nd .

En la tabla V.30 se presentan los resultados obtenidos en este trabajo para estas transiciones, junto con los de otros autores [28, 36-37].

TABLA V.29
Intensidades relativas de líneas gamma observadas en ^{145}Pm

E(keV)	Roller et al. (1977) (a)	Voth et al. (1983) (a)	Peker (1986) (a)	Este trabajo
61.62	100	100	100	100
431.4	0.00052	<0.0006	0.0004	< 0.0010
492.55	0.032	0.027	0.027	0.030 ± 0.003

(a) Error : 5%

TABLA V.30
Intensidades relativas de líneas gamma observadas en ^{145}Nd

E(keV)	Gehake y Loren (1971) (a)	Tolea et al. (1974) (a)	Peker (1986) (a)	Este trabajo
67.2	31.70	29.9	29.9	31.3 ± 0.5
72.4		100	100	100

(a) Error : 3%

CONCLUSIONES

1.- En este trabajo se ha puesto a punto un espectrómetro magnético de doble enfoque que ha sido utilizado para el análisis de las líneas de electrones de conversión interna y la correspondiente determinación de los coeficientes de conversión. Este espectrómetro tiene un valor de la rigidez magnética de 20000 gauss x centímetro y un radio medio para la trayectoria de los electrones de 18.5 cm. La corriente que se aplica a las bobinas puede variar entre 0 y 50 amperios lo que permite detectar electrones con una energía máxima de 5 Mev.

2.- La detección se ha realizado mediante un diodo de barrera de superficie junto con los dispositivos electrónicos asociados que permiten la obtención y el análisis de los espectros de electrones. La utilización de este detector en el espectrómetro magnético ha permitido obtener una alta resolución consiguiendo que el fondo debido a otros procesos de emisión que puedan tener lugar, como presencia de emisión gamma, puedan ser considerado practicamente despreciables.

3.- Se ha determinado la curva de calibración que relaciona la energía de los electrones y la intensidad de la corriente que se utiliza para crear el campo magnético mediante el estudio de las líneas de electrones de conversión del ^{207}Pb .

4.- Se ha obtenido la eficiencia de detección del espectrómetro según la energía cinética de los electrones. Para energías superiores a los 200 keV la eficiencia se ha determinado a partir de los diagramas de Kurie del ^{36}Cl y ^{137}Cs , resultando ser practicamente constante. En la zona de

bajas energías la eficiencia se ha obtenido comparando las intensidades experimentales determinadas para líneas de electrones de conversión y de electrones Auger emitidas por el ^{129}Xe con los valores teóricos correspondientes.

5.- Se han obtenido los coeficientes de conversión mediante la relación experimental entre las intensidades de las líneas de conversión y las correspondientes transiciones gamma. Los valores de los coeficientes de conversión obtenidos en una escala relativa han sido puestos en una escala absoluta mediante el valor teórico del coeficiente de conversión de una transición de multipolaridad bien determinada. De esta forma se han determinado un total de 155 coeficientes de conversión de núcleos diferentes con errores dentro del 10%. La comparación de los valores experimentales obtenidos para los coeficientes de conversión con los valores teóricos ha permitido deducir la multipolaridad de las transiciones estudiadas:

6.- Los valores de los coeficientes de conversión utilizados han sido deducidos mediante un programa de ajuste de los datos teóricos disponibles. El programa que se ha realizado permite deducir los coeficientes de conversión para las distintas multipolaridades posibles directamente y evita la utilización de otros procedimientos de interpolación que pueden conducir a resultados menos exactos.

7.- El procedimiento experimental descrito ha sido aplicado al estudio espectrométrico de una serie de núcleos que se desintegran mediante captura electrónica. Estos núcleos han

sido obtenidos en el separador de isotopos ISOLDE del CERN. Finalizado el procedimiento de obtención las fuentes fueron enviadas a Madrid para su análisis en el laboratorio.

8.- Para el núcleo $^{77}_{34}\text{Se}$ se han medido las intensidades de líneas de conversión y relaciones K/L en el margen de energía de 80 a 600 keV. Las intensidades de líneas gamma han sido estudiadas en el margen de 80 keV a 1 MeV, deduciéndose los coeficientes de conversión y las multipolaridades de las transiciones.

9.- En el núcleo de $^{105}_{46}\text{Pd}$, se han determinado intensidades de líneas gamma, coeficientes de conversión y multipolaridades comprendidas en el rango de energías de 60 keV - 1.2 MeV, obteniéndose también las relaciones K_{β}/K_{α} y realizándose estudios de coincidencias gamma-gamma para determinar el esquema de niveles.

10.- Para el núcleo $^{129}_{54}\text{Xe}$, se han medido las intensidades de electrones de conversión, relaciones K/L e intensidades de líneas gamma. Se han obtenido los coeficientes de conversión y multipolaridades para transiciones comprendidas en el rango de energías 35 keV - 1 MeV.

11.- En el caso del núcleo $^{131}_{55}\text{Cs}$, se han medido 24 líneas de electrones de conversión correspondientes a la capa K, 14 a la capa L, 8 a la capa M y 6 a la capa N, determinándose las correspondientes relaciones de intensidades K/L. Así mismo se han medido 44 líneas gamma en el rango 50 keV - 1.4 MeV, obteniéndose 20 coeficientes de conversión de la capa K, 14 de la capa L, 7 de la capa M y 5 de la capa N. Este estudio se ha

completado con la determinación de multipolaridades y el análisis de espectros de coincidencias gamma-gamma que han permitido situar las transiciones en el esquema de niveles.

12.- Para el núcleo $^{149}_{63}\text{Eu}$, se han medido las intensidades de electrones de conversión y de líneas gamma, obteniéndose los coeficientes de conversión y las multipolaridades para transiciones comprendidas en el rango de energías 80 keV - 1.3 MeV.

13.- En el núcleo $^{149}_{62}\text{Sm}$, se han medido y determinado intensidades de líneas gamma en el rango de energías de 20 - 600 keV, junto con intensidades de electrones de conversión. Se han deducido los coeficientes de conversión y las multipolaridades para transiciones comprendidas en el rango 200 - 350 keV.

14.- Se ha estudiado la cadena de desintegración $^{145}_{62}\text{Sm} \rightarrow ^{145}_{60}\text{Pm} \rightarrow ^{145}_{60}\text{Nd}$ determinándose intensidades relativas de líneas gamma en el rango de energías 100 keV - 1.4 MeV, 60 - 500 keV y 60 - 80 keV, respectivamente.

LISTA DE PUBLICACIONES RELACIONADAS CON ESTE TRABAJO

1.- COMUNICACIONES A CONGRESOS.

- XXI Reunión bienal de la Real Sociedad española de Física
Salamanca 4 al 10 de Octubre de 1987
Coeficientes de conversión interna en el ^{131}Cs
Estudio espectrométrico del ^{105}Ag
- XXII Reunión bienal de la Real Sociedad española de Física
Palma, del 1 al 7 de Octubre de 1989
Estudio de la cadena de desexcitación
 $^{149}_{64}\text{Gd} \rightarrow ^{149}_{63}\text{Eu} \rightarrow ^{149}_{62}\text{Sm}$
- International Symposium on Radionuclide Metrology and its Applications (ICRM'91). Madrid 27-31 de Mayo de 1991
Decay chain $^{149}\text{Gd} \rightarrow ^{149}\text{Eu} \rightarrow ^{149}\text{Sm}$

2.- ARTICULOS

- Método de determinación de coeficientes de conversión interna mediante un espectrómetro magnético. Aplicación a ^{129}Xe y ^{77}Se .
Anales de Física : 82B, 407 (1986)

- Estudio de la desintegración del ^{131}Ba .

Anales de Física : 84B, 135 (1988)

- Study of the $^{149}_{64}\text{Gd} \rightarrow ^{149}_{63}\text{Eu} \rightarrow ^{149}_{62}\text{Sm}$ decay chain

Nuclear Instruments and Methods in Physical Research :

A312, 364-371 (1992)

BIBLIOGRAFIA

CAPITULO I

- 1.- K.S. Krane : Introductory Nuclear Physics (Wiley, New York, 1987)
- 2.- S. B. Patel : Nuclear Physics, (John Wiley, New York, 1991)
- 3.- C.M. Lederer y V.S. Shirley : Table of Isotopes (Wiley and sons, New York, 1978)
- 4.- F. Lagoutine, N. Coursol y J. Legrand : Table of Radionuclides (Commissariat a l'Energie Atomique, CEA, Giff-sur Yvette, 1985)
- 5.- E. Browne, R.B. Firestone y V.S. Skirley : Table of Radioactive Isotopes (Wiley, New York 1986)
- 6.- J.M. Blat y V.F. Weisskopf : Theoretical Nuclear Physics, (John Wiley, New York, 1986)
- 7.- M.A. Preston : Physics of the Nucleus, (Addison Wesley, Reading, 1963)
- 8.- H. Ejire y M.J.A. de Voigt : Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics. Clarendon Press, Oxford (1989)
- 9.- S.A. Watkins : Am. J. Phys. 51, 551 8 1983)
- 10.- M.E. Rose : " Theory of Internal Conversion", en Beta and Gamma ray spectroscopy, ed K. Siegbhan, (North Holland Publising Copmany, Amsterdam, 1965)
- 11.- K.D. Sevier : Low Energy Electron Spectrometry, (Wiley - Interscience, New York, 1972)

- 12.- H.C. Pauli, K. Alder y R.M. Steffen : The Theory of Internal Conversion, en The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, ed. WD Hamilton (North Holland, Amsterdam, 1975)
- 13.- M.E. Rose : Internal Conversion Coefficients. (North Holland, Amsterdam 1958)
- 14.- L.A. Sliv y I.M. Band : Tables of Internal Conversion Coefficients recopilado en K. Siegbahn : Alpha, Beta and Gamma-ray spectroscopy, (North Holland, Amsterdam, 1965)
- 15.- F. Rösel, H.M. Fries, K. Alder y H.C. Pauli : Atom. Data and Nucl.Data Tables 21, 91 (1978).
- 16.- G.T. Ewan y R.L. Graham : "Internal Conversion studies at very high resolution", en Beta and Gamma-ray spectroscopy, ed. K. Siegbahn, (North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965)
- 17.- J.H. Hamilton : Experimental Techniques of Conversion Coefficient Measurements, en " The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy ", ed. W.D. Hamilton (North Holland, Amsterdam 1975).

CAPITULO II

- 1.- K. Siegbahn : Alpha, Beta and Gamma-ray spectroscopy. (North-Holland, Amsterdam, 1965)
- 2.- K.D. Sevier : Low Energy Electron Spectrometry, (Wiley - Interscience, New York, 1972)
- 3.- W. Steckelmacher : J. Phys. E6, 1061 (1973)

- 4.- E. Persico y c. geoffrion : Rev. Sci. Instr. 21, 945 (1950)
- 5.- P. Grivet : J. Phys. Radium 11, 582 (1950); 12, 1 (1950)
- 6.- R.W. Hayward : Beta-ray spectrometers, en Advances in Electronics, vol 5, ed. L. Marton (Academic Press, New York, 1953)
- 7.- M. Mladjenovic : Nucl. Instr. Meth. 7, 11 (1960)
- 8.- M. Mladjenovic : Nucl. Instr. Meth. 162, 193 (1979)
- 9.- K. Siegbhan y N. Svartholm : Nature 157, 872 (1946)
- 10.- H. Slätis y K. Siegbhan : Phys. Rev. 75, 1955 (1949)
- 11.- D.W. Kerst y R. Serber : Phys. Rev. 60, 53 (1941)
- 12.- F.B. Shull y D.M. Dennison : Phys. Rev. 71, 681 (1947) ;
72, 256 (1947)
- 13.- N. Svartholm : Ark. Fysik 2, 115 (1949)
- 14.- G.E. Lea Whiting y E.A. Taylor : Can. J. Phys. 35, 1 (1957)

CAPITULO III

- 1.- E. Arberman and N. Svartholm : Ark. Fysik 10, 1 (1955)
- 2.- F.N.D. Kurie, J.R. Richardson y H.C. Paxton : Phys. Rev.
49, 368 (1936)
- 3.- C.S. Wu y L. Feldman : Phys. Rev. 76, 693 (1949)
- 4.- C.S. Wu y L. Feldman : Phys. Rev. 82, 457 (1951)
- 5.- L. Feldman y C.S. Wu : Phys. Rev. 87, 1091 (1952)
- 6.- Y. Yoshizawa : Nucl. Phys. 5, 122 (1958)
- 7.- S.T. Hsue, L.M. Langer y S.M. Tang : Nucl. Phys. 86, 47
(1966)

- 8.- H. Beherens y L. Szybisz : Shapes of Beta Spectra (Zentralstelle für Atomkernenergie-Dokumentation, Physics Data 6-1 NSRDS, 1976)
- 9.- W. Bambynek, B. Craseman, R.W. Fink, H.V. Freund, H. Mark, C.D. Swift, R.E. Price y P.V. Rao : Rev. Mod. Phys. 44, 716 (1972)
- 10.- W.N. Asaad y E.H.S. Burhop : Proc. Phys. Soc. (London) 71, 369 (1958)

CAPITULO IV

- 1.- A. Brodsky : Handbook of Radiation Measurement and Protection, (NCRP report n°58, New York 1985)
- 2.- K. Debertin y R.G. Helmer : Gamma-and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors (North-Holland, Amsterdam, 1988)
- 3.- A. Owens : Nucl. Inst. Meth. A274, 297 (1989)
- 4.- M. Sudarson y R. Singh : J. Phys. D : Appl. Phys. 24, 1693 (1991)
- 5.- Y.A. Ellis-Akovali : Nucl. Data Sheets 49, 181 (1986)
- 6.- J.L. Campell and L.A. Mc Nelles : Nucl. Instr. Meth. 117, 519 (1974)
- 7.- D.D. Cohen : Nucl. Instr. Meth. A 267, 492 (1988)
- 8.- W. Bambynek : Re-evaluation of the LX - and selected gamma-ray. Emission Probabilities, in the ^{241}Am decay, (GE/R/RN/12/89, Commission of the European Community, Joint Research Centre, Gael, 1989)

- 9.- P. Christmas, A.L. Nichols y H.D. Lemmel : X and gamma-ray standards for detector Efficiency Calibration, (INDC (NDS) 221, IAEA Nuclear data Section, Vienna 1989)
- 10.- F. Lagoutine, N. Coursol and J. Legrand : Table of Radionuclides (CEA, Saclay, 1983).
- 11.- L.A. Mc Nelles and J.L. Campbell : Nucl. Instr. Meth. 109, 241 (1973)
- 12.- J. Kantele : Nucl. Instr. Meth. A275, 149 (1989)
- 13.- T. Bjørnstad, E. Hagebø, P. Hoff, O.C. Jhonsson, E. Kugler, H.L. Ravn, S. Sundell, B. Vosicki and the ISOLDE Collaboration : Phys. Scripta 34, 578 (1976)

CAPITULO V

Apartado V.1 : Estudios sobre la desintegración del ⁷⁷Br.

- 1.- L.L. Woodward, D.A. Mc Cown y M.L. Pool : Phys. Rev. 74, 870 (1948)
- 2.- D.G. Sarantites y B.R. Erdal : Phys. Rev. 177, 1631 (1969)
- 3.- Y. Tokunaga, H. Seyfarth, R.A. Meyer, O.W.B. Schult, H.G. Börner, G. Barreau, H.R. Faust, K. Schreckenbach, S. Brant, V. Paar, M. Vouk y D. V. Vretenar : Nucl. Phys. A439, 427 (1985)
- 4.- B. Singh y D.A. Viggars : Nucl. Data Sheets 29, 75 (1980)
- 5.- R.K. Girgis, R.A. Ricci y R. van Lieshout : Nucl. Phys. 13, 485 (1959)
- 6.- S. Monaco : Nuovo Cim. 30, 1379 (1963)
- 7.- G. Ardisson y C. Ythier : J. Physica 34, 53 (1967)

- 8.- R.A. Braga y D.G. Sarantites : Phys. Rev. C9, 1493 (1974)
- 9.- R. Canada y A.C.G. Mitchell : Phys. Rev. 83, 955 (1951)
- 10.- M.E. Bunker, R.J. Prestwood y J.W. Starner : Phys. Rev. 91, 1021 (1953)
- 11.- F. Rasetti y E.C. Booth : Phys. Rev. 91, 1192 (1953)
- 12.- S.A. Reynolds, G.W. Leddiocotte y H.A. Mahlman : Phys. Rev. 91, 333 (1953)
- 13.- H.L. Saraf, J. Varma y C.E. Mandeville : Phys. Rev. 91, 1216 (1953)
- 14.- A. Bisi, E. Germagnoli, L. Zappa y E. Zimmer : Nuovo Cim. 2, 290 (1955)
- 15.- A.R. Farhan, Shaheen Rab y B.Singh : Nucl. Data Sheets 57, 223 (1989)
- 16.- S.C. Fultz y M.L. Pool : Phys. Rev. 86, 347 (1952)
- 17.- B.S. Dzhelepov, T.I. Popova, V.P. Prikhodtseva y I.A. Sokolov : Proc. 25th Ann. Conf. Nucl. Spectrosc. Struc. At. Nuclei, (1975), datos tomados de Singh y Viggars [4]

Apartado V.2 : Estudios sobre la desintegración del ¹⁰⁶Ag.

- 1.- W.R. Pierson and K. Rengan : Phys. Rev. 159, 939 (1967)
- 2.- J. Rivier and A. Gizon : C. R. Acad. Sci. B266, 1161 (1968)
- 3.- H. Kawakawi and K. Hisatake : Nucl. Phys. A149, 523 (1970)
- 4.- V.A. Sergienko, L.A. Safonov, V.F. Bernotas and A.B. Bibichev : Izv. Akad. Nauk. SSR, Ser. Fiz. 37, 1966 (1973)
Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 37, 88 (1974)

- 5.- V.V. Babenko, I.N. Vishnevskii, V.A. Zheltonozhskii, V.P. Svyrtso and V.V. Trishin : Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 41, 73 (1977)
- 6.- D. Vermeulen, K. Farzine and H.V. Buttlar : Z. Physik. A285, 329 (1978)
- 7.- S.V. Jackson and R.A. Meyer, comunicación privada a Y.A. Ellis [8]
- 8.- Y.A. Ellis : Nucl. Data Sheets 72, 1 (1979)
- 9.- J. Sihng, M.L. Garg, R. Kaur, S.S. Sooch, N. Singh and P.N. Trehan : J. Phys. Soc. Jpn. 52, 796 (1983)
- 10.- D. De Frenne, E. Jacobs, M. Verboven and P. De Gelder : Nucl. Data Sheets 47, 261 (1986)
- 11.- R.W. Hayward and D.D. Hoppes : Bull. Am. Phys. Soc. 2, 42 (1956)
- 12.- T. Suter, P. Reyes-Suter, W. Scheuer, E. Aasa and G. Backström : Ark. Fysik. 20, 431 (1961)
- 13.- R. Bhattacharyya : Indian J. Phys. 37, 209 (1963)
- 14.- J.L. Campbell, W.J. Teesdale and J.A. Maxwell : Nucl. Inst. Meth. B43, 197 (1989)
- 15.- J.H. Scofield : Phys. Rev. 179, 9 (1969)
- 16.- J.H. Scofield : Phys. Rev. A9, 1041 (1974)
- 17.- A. Perujo, J.A. Maxwell, W.J. Teesdale and J.L. Campbell : J. Phys. B20, 4973 (1987)
- 18.- V.W. Slivinsky and P. J. Ebert : Phys. Lett. 29A, 463 (1969)
- 19.- J.S.Hansen, H.U. Freund, and R.W. Fink : Nucl. Phys. A142, 604 (1970)

- 20.- V.D. Mistry and C. A. Quarles : Nucl. Phys. A164, 219
(1971)
- 21.- J.H. Mc Crary, L.V. Singman, L.H. Ziegler, L.D. Looney,
C.D. Edmons and C.E. Harris : Phys. Rev. A4, 1745 (1971)
- 22.- P.V. Rao, M.H. Chen and B. Craseman : Phys. Rev. A5, 997
(1972)
- 23.- D.A. Close, R.C. Bearse, J.J. Malanify and C.J. Umbarger :
Phys. Rev. A8, 1873 (1973)
- 24.- R. Akselsson and T. B. Jonansson : Z. Phys. 226, 245
(1974)
- 25.- N.A. Khelil and T.J. Gray : Phys. Rev. A11, 893 (1975)
- 26.- Md. R. Khan and M. Karimi : X-ray Spectrom. 9, 32 (1980)
- 27.- B.S. Negi and S. Sadasivan : X-ray Spectrom. 9, 159
(1980)
- 28.- L.F.S. Coelho and M. B. Gaspar : Phys. Rev. A40, 4093
(1989)
- 29.- T.L. Cliswell and T.J. Gray : Phys. Rev. A10, 1145 (1974)
- 30.- D.C. Tayal, K.P. Singh, V.K. Mittal, G.Singh and H.S. Hans
: Phys. Rev. 32C, 1882 (1985)
- 31.- M. Behar and Z.W. Grawoski : Nucl. Phys. A196, 412 (1972)
- 32.- M. Raether : Z. Physik 150, 38 (1958)

Apartado V.3 : Estudios sobre la desintegración del ¹²⁹Cs.

- 1.- R.W. Fink, F.L. Reynolds y D.H. Templeton : Phys. Rev. 77,
614 (1950)

- 2.- I. Rézanka, A. Spalek, J. Frána y A. Mastalka : Nucl. Phys. 89, 609 (1966)
- 3.- G. Graeffe y B. Walters : Phys. Rev. 153, 1321 (1967)
- 4.- G. Marest, R. Haroutunian, I. Berkers y M. Meyer : Phys. Rev. C10, 402 (1974)
- 5.- D. Gföller y A. Flammersfeld : Z. Physik 194, 239 (1966)
- 6.- H.W. Taylor y B. Singh : J. Phys. Soc. Jai. 32, 1472 (1972)
- 7.- S. Jha, N. Peek, W.J. Knox y E.C. May : Phys. Rev. C6, 2193 (1972)
- 8.- A. Hashizume, Y. Tendow y M. Ohshima : Nucl. Data Sheets 39, 551 (1983)
- 9.- R. A. Meyer, F.F. Momyer, J.H. Landrum, E.A. Henry, R.P. Yaffer y W.B. Walters : Phys. Rev. C14, 1152 (1976)
- 10.- A.H. Wapstar, N.F. Verster y M. Boelhonwer : Physica 19, 138 (1953)
- 11.- W.E. Nervik y G.T. Seaborg : Phys. Rev. 97, 1092 (1955)
- 12.- B.L. Robinson y R.W. Fink : Phys. Rev. 98, 231 (1955)
- 13.- E.B. Shera y S.B. Burson : Phys. Rev. 140, B531 (1965)
- 14.- G. Marest, R. Haroutunian, I. Berkes, M. Meyer, M. Rots, J. De Raedt, H. Van de Voorde, H. Oonis y R. Coussement : Phys. Rev. C10, 402 (1974)

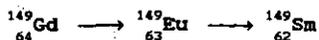
Apartado V.4 : Estudios sobre la desintegración del ¹³¹Ba.

- 1.- W.H. Kelly y D.J. Horen : Nucl. Phys. 47, 454 (1963)

- 2.- D.J. Horen, J.M. Hollander y R.L. Grahan : Phys. Rev. 135, B301 (1964)
- 3.- L. Hasselgren, S. Antman, H.S. Sahota y J.E. Thun : Nucl. Phys. A153, 625 (1970)
- 4.- A. Morinaga y K. Hisatake : J. Phys. Soc. Japan 38, 322 (1975)
- 5.- E. Browne, R.B. Firestone y V.S. Shirley : Table of Radioactive Isotopes (New York, John Wiley) (1986)
- 6.- M.W. Elliott, L.S. Cheng, J.R. Haskins y J.D. Kurbatov : Phys. Rev. 88, 263 (1952)
- 7.- J. Cork, J. Le Blanc, W. Nester and M. Brice : Phys. Rev. 97, 139 (1955)
- 8.- K. Karlsson : Ark. Pys. 33, 47 (1966)
- 9.- T. Kukarova, B. Bracik y Zvolaska : J. Nucl. Phys. 7, 433 (1968)
- 10.- R. Singh, C. Rangacharyulu y G.K. Mehta : Z. Physik 258, 12 (1973)
- 11.- R.L. Auble, H.R. Hiddleston y C.P. Browne : Nucl. Data Sheets 17, 573 (1976)
- 12.- R.J. Gehrke, R.G. Helmer, C.W. Reich, R.C. Greenwood y R.A. Andrel : Phys. Rev. C14, 1896 (1976)
- 13.- A.K. Sharma, H.R. Verma, N. Singh y P.N. Trehan : J. Phys. Soc. Japan 47, 1 (1979)
- 14.- N.P.S. Sidhu, T.S. Cheema, T. Iwashita y H.S. Sahota : Z. Phys. A329, 45 (1988)

- 15.- B. Chand, J. Goswamy, D. Mehta, S. Singh, M.L. Garg, N. Singh y P.N. Trehan : Nucl. Instr. and Methods A273, 310 (1988)
- 16.- S. Huibin, L. Yunzuo, H. Dailing, Z. Jiewen y L. Yuan : Z Phys. A - Atomic Nuclei 336, 37 (1990)
- 17.- J. Fetcher, A. Hammesfahr, A. Kluge, S.K. Sen, H. Toschinski, J. Voss y P. Weit : Nucl. Phys. A130. 545 (1969)
- 18.- N.A. Voinova, A.I. Egorov, A.A. Rodionov y S.V. Tikhomirova : Bull. Acad. Sci. URSS (Phys. Ser.) 42, 51 (1978)
- 19.- K.S. Krane : Nucl. Phys. A349, 68 (1980)

Apartado V.5 : Estudios sobre la cadena de desintegración



- 1.- I. Adam, K.S. Toth y R.A. Meyer : Nucl. Phys. A106, 275 (1968)
- 2.- V.S. Aleksandrov, T. Vylov, I.I. Gromova, A.A. Klyuchnikov, A.F. Novgorodov y A.I. Feoktistov : Bull. Acad. Sci. USSR Phys. SER. 39, 9 (1975)
- 3.- H.J. Prask, J.J. Reidy, E.G. Funk y J.W. Mihelich : Nucl. Phys. 36, 441 (1962) 4.- B. Harmatz y T.H. Handley : Nucl. Phys. 81, 481 (1966)
- 4.- B. Harmatz y T.H. Handley : Nucl. Phys. 81, 481 (1966)
- 5.- M.P. Avotina, E.P. Grigorev, A.V. Zolotavin, V.O. Sergeev, J. Vrzal, N.A. Lebedev y Y. Urbanets : Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 30, 1362 (1967)

- 6.- P. Sen, H. Bakhru, N. Cue, R. Wiedeman y J. Sprinkle : Z. Physik A275, 381 (1975)
- 7.- J.A. Szücs, M.W. Johns y B. Singh : Nucl. Data Sheets 46, 1 (1985)
- 8.- B. Singh, H.W. Taylor y D.A. Viggars : Phys. Rev. C32, 809 (1985)
- 9.- L.K. Peker : Nucl. Data Sheets 59, 393 (1990)
- 10.- R.E. Eppley, W.C. Mc Harris y W.H. Kelly : Phys. Rev. C2, 1077 (1970)
- 11.- F.G. Van den Berg, W. Van Rijswijk. W.R. Jootsen y W.J. Huiscamp : Nucl. Phys. A455, 189 (1986)
- 12.- L.D. Mc Isaac y R.G. Helmer : Phys. Rev. 150, 1033 (1966)
- 13.- R.A. Meyer, J.W.T. Meadows y E.S. Macias : J. Phys. G8, 1413 (1982)
- 14.- G.E. Holland : Nucl. Data Sheets 19, 337 (1976)
- 15.- G. Garret, J.R. Leigh y G.D. Dracouilis : Nucl. Phys. A262, 137 (1976)
- 16.- H. Harmatz, T.H. Handley y J.W. Mihelich : Phys. Rev. 123, 1758 (1961)
- 17.- I.R. Williams, K.S. Toth y T.H. Handley : Nucl. Phys. 84, 609 (1966)
- 18.- B.S. Dzhelepov, K. Gromov, A. Kudryavtseva, Van Fu Tsin, I. Vizi, Yu. Yazvitsky y Z. Zhelev : Nucl. Phys. 30, 110 (1962)

- 19.- F. Wang, I. Vizi, K. Gromov, B. Dzhelepov, Z. Zhelev, A. Kudryavtseva y Y. Yazvitskii : *Izvest. Akad. Nauk. USSR Ser. Fiz.* 26, 114 (1962); *Columbia Tech. Transl.* 26, 112 (1963)
- 20.- S. Antman, H. Petterson, Z. Zhelev y I. Adam : *Z. Phys.* 237, 285 (1970)
- 21.- R.W. Hoff, J.O. Rasmussen y S.G. Thompson : *Phys. Rev.* 83, 1068 (1951)
- 22.- J.R. Grover : *Phys. Rev.* 116, 406 (1959)
- 23.- N.M. Antoneva, A.A. Bashilov, B.S. Dzhélepov, K.G. Kaun, A.F.A. Meyer y V.B. Smirnov : *Sov. Phys. JETP* 13, 15 (1961)
- 24.- L.W. Chiao y M.H.J. Martin : *Nucl. Data B2-1*, 81 (1967)
- 25.- I. Adam, K.S. Toth y M.F. Roche : *Nucl. Phys.* A121, 289 (1968)
- 26.- E. Newman, K.S. Toth y I.R. Williams : *Phys. Rev.* C7, 290 (1973)
- 27.- V.A. Deryuga, T.I. Kratsikova, M. Finger, Y. Dupak, A.I. Vdovin y W.D. Hamilton : *Izv. Akad. Nauk. USSR, Ser. Fiz.* 46, 860 (1982)
- 28.- L.K. Peker : *Nucl. Data Sheets* 49, 1 (1986)
- 29.- M.G. Inghram, R.J. Hayden y D.C. Hess : *Phys. Rev.* 71, 643 (1947)
- 30.- F.D.S. Butement : *Nature* 167, 400 (1951)
- 31.- W.C. Rutledge, J.M. Cork y S.B. Burson : *Phys. Rev.* 86, 775 (1952)
- 32.- A.R. Brossi, B.H. Ketelle, H.C. Thomas y R.J. Kerr : *Phys. Rev.* 113, 239 (1959)

- 33.- D. Bérenyi, A. Szalay, D. Varga, F. Molnar y J. Uchrin :
Acta Phys. Acad. Sci. Hung. 28, 431 (1970)
- 34.- Z. Roller-Ivanovic, A. Ljubicic, V. Paar y B.A. Logan :
Phys. Rev. C16, 2376 (1977)
- 35.- F. Voth, W.D. Schmidt-Ott y H. Beherens : Z. Phys. A313,
167 (1983)
- 36.- R.J. Gehrke y R.A. Lokken : Nucl. Inst. Meth. 97, 219
(1971)
- 37.- F. Tolea, K.R. Baker, W.D. Schmidt-Ott y R.W. Fink : Z.
Phys. 268, 289 (1974)

APENDICE I

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH

ISOLDE
STATUS REPORTS

1990

22 May 1991

Experiments approved under IS01 - x code

- IS01 - a Studies of the low energy structure of neutron - rich odd - mass Indium isotopes
(PSCC 83 - 10, PSCC P66, P. Hoff).
CERN - Studsvik - Gent Coll.
- IS01 - b* Half - life of ^{130}Cd (K.L. Kratz).
CERN - Mainz - Munich Garching - Oslo Coll.
- IS01 - c* Larmor precession measurement of the nuclear g - factor of Radium isotopes in fast beams
(PSCC 84 - 48, PSCC P76, J.P. Vialle).
CERN - Lyon - Mainz - Orsay Coll.
- IS01 - d* Study of Gamow - Teller transitions related to the two - neutron emission mode at ISOLDE
(PSCC 84 - 39, PSCC P75, SR86, G. Walter).
IN2P3 - Lyon - Strasbourg Coll.
- IS01 - e* β - delayed Triton emission (M. Langevin).
Caen - CERN - Gothenburg - Orsay Coll.
- IS01 - 1* Studies of radioactive decay of Radium nuclei by ^{14}C emission
(IP - 01, P.B. Price).
CERN - Berkeley Coll.
- IS01 - 2* Localization of implanted radioactive probes by electron and positron channeling
(IP - 02, H. Hofmann).
Aarhus - Konstanz Coll.
- IS01 - 3 Study of particle unstable states in ^9Be by time - of - flight spectroscopy of beta - delayed neutrons from ^9Li
(PSCC 83 - 44, PSCC P73, IP - 03, G. Nyman).
Aarhus - CERN - Darmstadt - Gothenburg - Madrid - Toronto Coll.
- IS01 - 4* $Q(\text{beta})$ - value measurements of heavy Potassium and Chlorine isotopes
(IP - 04, G. Walter).
IN2P3 - Lyon - Strasbourg Coll.
- IS01 - 5* Shape transitions and Nilsson orbits in the $A \approx 100$ mass region
(IP - 05, K. - L. Kratz).
Mainz - Lund Coll.
- IS01 - 6 Test of off - line beta - ray spectrometer using radioactive sources produced at ISOLDE
(IP - 07, J. Campos).
CERN - Madrid - Gothenburg Coll.
- IS01 - 7* Diffusion of implanted radioactive isotopes in solids
(IP - 08, H. Mehrer).
Aarhus - Munster Coll.
- IS01 - 8* Nuclear structure of neutron - deficient rare earth nuclei from Gamow - Teller decay spectroscopy
(IP - 13, SR85, P. Kleinheinz).
Darmstadt - Jülich Coll.
- IS01 - 9* Nuclear radiation detected optical pumping of an on - line

Status Report

TEST OF OFF LINE BETA - RAY SPECTROMETER USING RADIOACTIVE SOURCE

PRODUCED AT ISOLDE

J. Campos, J.C. Gómez del Campo
*Cátedra de Física Atómica, Facultad de Ciencias Físicas,
Universidad Complutense, 28040 Madrid, Spain.*

J. A. Cabrera, P. Martín, M. Ortiz
CIEMAT, 28040 Madrid, Spain.

M. Shaw, A. Williard
Dpto Física de Materiales, UNED, 28040 Madrid, Spain.

The aim of this experiment is to investigate internal conversion electrons spectra following the decay of nuclides of interest in order to determine the multipolarities and mixing ratios of the transitions. A double focusing electron magnetic spectrometer, build in Sweden, was installed in the Department of Atomic Physics of Universidad Complutense in Madrid . After improvements in the electronic system and vacuum installation , conversion electron spectra of nuclides produced at ISOLDE and sent by plane to Madrid have been measured .

The efficiency calibration of the spectrometer was done with Auger and low energy lines of ^{129}Xe and ^{36}Cl . Results of internal conversion coefficients for ^{129}Xe and ^{77}Se were published confirming good performance in energy resolution and efficiency of detection of the apparatus.

The study of the electron capture decay of ^{131}Ba ($T_{1/2} = 11.7$ days), to excited levels of ^{131}Cs has been done. From the relative intensity of conversion lines and of gamma transitions, internal conversion coefficients and multipolarity mixing have been deduced. This study, together with gamma-gamma coincidence spectra permits to propose a consistent decay scheme for ^{131}Cs . These results confirm several transitions and energy levels considered doubtful.

The level structure of ^{105}Pd following the decay of ^{105}Ag has been investigated in order to resolve several discrepancies between previous published results. Measurements of gamma ray and X-ray intensities have been carried out. Combining these results with electron conversion intensities, conversion coefficients and multipolarities mixing in agreement with angular correlations studies have been obtained.

These experiments with nuclides produced at ISOLDE was continued studying the decay chain

^{149}Gd (9.4 d) \rightarrow ^{149}Eu (91.1 d) \rightarrow ^{149}Sm
 following electron capture disintegration of ^{149}Tb . Gamma and conversion electron intensities has been measured and present work report internal conversion coefficients, multipolarities and mixing ratios. Also emission from ^{145}Sm and ^{145}Pm arising in the decay chain. ^{145}Eu (5.9 d) \rightarrow ^{145}Sm (340 d) \rightarrow ^{145}Pm originated by alpha disintegration of ^{149}Tb has been studied.

In summary the analysis of radioactive nuclides produced at ISOLDE has been relevant for training of students and technicians and, on the other hand, the use of the magnetic spectrometer have been very valuable for our nuclear spectroscopy laboratory.

APPENDICE II

CALCULO DE COEFICIENTES DE CONVERSION INTERNA DE LA CAPA K
PARA TRANSICIONES E1, E2, E3, M1, M2 Y M3
DE LOS NUCLEOS ESTUDIADOS

Los valores teóricos de los coeficientes de conversión utilizados en este trabajo han sido obtenidos a partir de los valores calculados por Rósel et al. (Cap. I, [15]).

Los coeficientes de conversión para las energías de los electrones y el núcleo de interés se han deducido mediante un ajuste polinómico de los valores de las tablas, basado en la dependencia de estos coeficientes con la energía y el número atómico. De esta manera se evita la utilización de procedimientos mucho más laboriosos, como la aplicación de métodos de interpolación de los valores tabulados o la utilización de representaciones gráficas.

Este método trata de poner a punto un procedimiento numérico sencillo y lo más simple posible por lo que solo se consideran las multipolaridades E1, E2, E3, M1, M2 y M3 por ser las que más a menudo aparecen. En cuanto al número atómico Z se ha estudiado la región $25 \leq Z \leq 95$, ya que elementos más ligeros o más pesados pueden determinarse extrapolando los resultados anteriores fuera de la región de $Z = 30$ a $Z = 90$.

La dependencia de los coeficientes de conversión interna con la energía para $Z = 30, 40, \dots, 90$, se puede describir a través de los logaritmos de ambas cantidades y ajustando mediante polinomios los valores tabulados en cada caso. Las

distintas multipolaridades son bastante diferentes, en su dependencia con la energía mostrando zonas con inflexiones suaves ($E > 200$ keV) y zonas con tramos totalmente curvos ($E < 200$ keV). El hecho importante, es que para energías entre 220 keV y 5000 keV, para cada valor de Z y cada multipolaridad considerada, esta función puede ajustarse mediante un polinomio de cuarto orden (5 parámetros).

En las zonas cercanas a la energía de enlace de la capa K, la curvatura es bastante pronunciada, sobre todo para los coeficientes E2, E3 y M3, por lo que el ajuste polinómico anterior no es demasiado exacto en la zona de bajas energías. Sin embargo es posible mantener la función de ajuste y solamente variar los parámetros de dicha función para obtener en estas zonas de baja energía valores de los coeficientes α_K con un error no mayor del 3%. De esta manera cada una de las curvas de los α_K para $Z = 30, 40, \dots, 90$, se describen por dos polinomios de cuarto orden que equivale a 10 parámetros de coeficientes polinómicos.

Para cada valor de Z los coeficientes de conversión interna se obtienen mediante una expresión (Cap. IV, [12]) del tipo :

$$\ln \alpha_K = c_1 + c_2(\ln E) + c_3(\ln E)^2 + c_4(\ln E)^3 + c_5(\ln E)^4$$

(A.II.1)

donde c_i son los coeficientes tabulados (Cap I, [15]) y la energía de la transición viene dada en keV. Para cada Z y cada

multipolaridad tendremos un primer conjunto de cinco coeficientes para energías $E < 220$ keV y otras cinco para $E > 220$ keV, para cada Z y cada multipolaridad.

Una vez obtenidos los α_K para los valores de Z seleccionados, se puede encontrar un método de interpolación/extrapolación con respecto a Z, para determinar α_K para cualquier otro elemento en la región $25 \leq Z \leq 95$. Para ello Kantele (Cap. IV, [12]) estudia la dependencia con Z de distintas combinaciones de energía y multipolaridad. De acuerdo con los resultados de esta dependencia la interpolación lineal con logaritmos no pueda dar resultados suficientemente fiables en el caso de las transiciones E2 y E3 para energías inferiores a 220 keV. Para estos dos multipolos se ha tomado una interpolación cuadrática de los α_K en función de Z, lo que proporciona un ajuste mejor del 3%. Por tanto han de usarse dos métodos diferentes de interpolación según la zona de energías. El hecho de que la energía de 220 keV se pueda usar como punto de cambio de un método de interpolación a otro (solo para E2 y E3), contribuye a la simplicidad del método.

El programa, escrito en fortran , cuyo listado se muestra en las páginas siguientes desarrolla el método descrito.

El parámetro P se introduce para definir el punto de cambio en los métodos de interpolación con respecto a Z. Si la energía del rayo gamma es $E > 220$ keV, $P = 5$, si $E < 220$ keV, $P = 0$.

Las líneas 30 y 40 excluyen el cálculo de α_K para

energías menores que la energía de enlace de esta capa. Esta cantidad, B, es calculada en forma aproximada usando dos polinomios de ajuste, uno para $Z < 50$ y otro para $Z \geq 50$. Cuando $E < B$ el programa informa de la imposibilidad de la existencia de conversión en la capa K.

Una vez determinado el intervalo adecuado para el Z de interés, se calculan los logaritmos $A(I,N)$ de los coeficientes de conversión para dos valores cercanos a Z que sean múltiplos de 10. La interpolación final con respecto a Z se lleva a cabo en las líneas 110 y 130. Los resultados se dan en la línea 160. Las líneas 180 - 220 contienen un procedimiento para dar un aviso si la energía es demasiado baja y no es posible una fiabilidad del 3% .

Los coeficientes teóricos c_1 (Cap. I, [15]), se introducen en un archivo de datos, guardando el orden de multipolaridad y el cambio de dichos coeficientes para cada multipolaridad según la energía sea menor o mayor que 220 keV.

En las siguientes tablas presentamos los resultados obtenidos, mediante este programa, para los coeficientes de conversión interna, de la capa K, de los núclidos $^{77}_{34}\text{Se}$, $^{105}_{46}\text{Pd}$, $^{129}_{54}\text{Xe}$, $^{131}_{55}\text{Cs}$, $^{145}_{62}\text{Sm}$, $^{149}_{62}\text{Sm}$ y $^{149}_{63}\text{Eu}$.

```

PROGRAM ICCFOR
INTEGER p,h,m
DOUBLE PRECISION BOR,T(7,61),A(7,50),C(50),E,G,B,Z,tt
OPEN (7,FILE = 'C_CONV.DAT',STATUS = 'OLD')
DO 20 K = 1,7
DO 10 L = 1,61
READ (7,*) BOR
T(K,L)=BOR
10 CONTINUE
20 CONTINUE
CLOSE (7)
25 WRITE (*,*) 'ENERGIA RAYO-GAMMA E(KEV;SAFE <= 5.000 KEV)'
READ (*,*) E
IF(E.GE.220.0) THEN
P =.5
ELSE
P = 0
END IF
G = DLOG(E)
WRITE(*,*) 'NUMERO ATOMICO Z(25 <= Z <= 95)'
READ(*,*) Z
IF(Z.GT.50.0) THEN
GOTO 30
ELSE
GOTO 40
END IF
30 B = -14.46+0.6471*Z+0.001029*Z**2+0.0000575*Z**3+2.384D-07*Z**4
GOTO 45
40 B = 0.032-0.0068033*Z+0.0084825*Z**2+9.9149D-05*Z**3
B = B - 6.6564D-07*Z**4
45 IF(E.LT.B) THEN
GOTO 150
ELSE
GOTO 50
END IF
50 IF(Z.GT.90.0) THEN
GOTO 80
ELSE
GOTO 60
END IF
60 DO 70 J = 1,6
IF(T(J+1,1)-Z.GE.0.0) THEN
GOTO 90
ELSE
GOTO 70
END IF
70 CONTINUE
GOTO 90
80 J = 6
90 DO 110 I = J,J+1
DO 100 N = 0,50,10
A(I,N)=T(I,2+P+N)+T(I,3+P+N)*G+T(I,4+P+N)*G**2+T(I,5+P+N)*G**3
A(I,N)= A(I,N) + T(I,6+P+N)*G**4
100 CONTINUE
110 CONTINUE
DO 120 N = 0,50,10
C(N)=(A(J+1,N)-A(J,N))*(DLOG(Z)-DLOG(T(J,1)))
C(N)=C(N)/(DLOG(T(J+1,1))-DLOG(T(J,1)))+A(J,N)
C(N)=DEXP(C(N))
120 CONTINUE
IF(P.EQ.5) THEN
GOTO 130
ELSE
GOTO 160

```

```

END IF
DO 140 N = 10,20,10
130 C(N) = (DEXP(A(J+1,N))-DEXP(A(J,N)))*(Z**2-(T(J,1))**2)
C(N) = C(N)/((T(J+1,1))**2-(T(J,1))**2)
C(N) = C(N)+DEXP(A(J,N))
140 CONTINUE
GOTO 160
150 WRITE(*,*) 'K-CONVERSION NO ES POSIBLE'
GOTO 25
160 WRITE(*,*)
WRITE(*,*) 'ALPHA(K;E1) = ',C(0)
WRITE(*,*) 'ALPHA(K;E2) = ',C(10)
WRITE(*,*) 'ALPHA(K;E3) = ',C(20)
WRITE(*,*)
WRITE(*,*) 'ALPHA(K;M1) = ',C(30)
WRITE(*,*) 'ALPHA(K;M2) = ',C(40)
WRITE(*,*) 'ALPHA(K;M3) = ',C(50)
WRITE(*,*)
write(*,*) 'QUIERES SACARLO POR IMPRESORA? SI(1),NO(2)'
READ(*,*) h
IF (h.EQ.1) THEN
GOTO 305
GOTO 310
305 WRITE(*,*) 'UNIT 5=PRN'
WRITE(*,*)
WRITE(5,*) ' Z=',Z
WRITE(5,*) 'E(KEV)=' ,E
WRITE(5,*)
WRITE(5,*) 'ALPHA(K;E1) =',C(0)
WRITE(5,*) 'ALPHA(K;E2) =',C(10)
WRITE(5,*) 'ALPHA(K;E3) =',C(20)
WRITE(5,*)
WRITE(5,*) 'ALPHA(K;M1) =',C(30)
WRITE(5,*) 'ALPHA(K;M2) =',C(40)
WRITE(5,*) 'ALPHA(K;M3) =',C(50)
END IF
GOTO 310
310 IF((Z.LT.60.0).AND.(E.LT.70.0)) THEN
GOTO 190
ELSE
GOTO 170
END IF
170 IF{(Z.GE.60.0).AND.(E.LT.150.0)} THEN
GOTO 180
ELSE
GOTO 205
END IF
180 IF((E.LT.70.0 + 2.0*(Z-60.0))) THEN
GOTO 190
ELSE
GOTO 200
END IF
190 WRITE(*,*) 'LA PRECISION PARA E2,E3,M3 ES PEOR QUE 3%'
GOTO 205
tt=70.0+4.0*(Z-60.0)
200 IF(E.LT.tt) THEN
WRITE(*,*) 'LA PRECISION,E3 ES PEOR 3 %'
END IF
205 WRITE(*,*) 'QUIERE CONTINUAR? SI(1),NO(2)'
READ(*,*) M
IF(M.EQ.1) GOTO 25
GOTO 210
210 STOP
END

```

Tabla AII.1
 Coeficientes de conversión α_K para $Z = 34$ ($\times 10^2$),
 correspondientes a transiciones en $^{77}_{34}\text{Se}$

E (keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
80.9	13.22	153.12	1452.81	16.59	204.64	2179.77
87.59	10.45	114.80	1036.93	13.31	153.47	1539.96
125.57	3.58	30.60	217.75	4.98	42.70	323.56
138.95	2.65	21.06	139.84	3.80	30.05	210.30
141.1	2.53	19.90	130.76	3.65	28.51	197.08
144.5	2.36	18.23	117.83	3.43	26.27	178.25
161.83	1.69	12.02	71.90	2.54	17.86	111.01
180.68	1.22	8.03	44.61	1.91	12.34	70.58
187.26	1.10	7.05	38.24	1.74	10.96	61.04
200.40	0.901	5.51	28.60	1.46	8.77	46.48
231.49	0.594	3.29	15.45	1.01	5.32	26.13
238.98	0.540	2.93	13.43	0.936	4.81	23.03
243.35	0.512	2.74	12.40	0.895	4.53	21.45
249.77	0.474	2.49	11.07	0.838	4.17	19.36
270.83	0.376	1.86	7.83	0.686	3.23	14.13
277.47	0.350	1.70	7.06	0.646	2.99	12.87
281.65	0.336	1.62	6.63	0.623	2.85	12.15
297.23	0.289	1.34	5.32	0.547	2.41	9.92
303.76	0.271	1.24	4.84	0.517	2.25	9.11
325.08	0.225	0.983	3.67	0.439	1.83	7.06
331.23	0.214	0.923	3.41	0.419	1.72	6.58
342.08	0.196	0.828	2.99	0.388	1.56	5.84
378.45	0.150	0.593	2.02	0.304	1.15	4.03
384.99	0.143	0.561	1.89	0.292	1.09	3.79
390.97	0.138	0.533	1.78	0.282	1.04	3.58
405.87	0.125	0.473	1.54	0.258	0.935	3.13
419.15	0.115	0.427	1.37	0.239	0.850	2.79
424.22	0.112	0.411	1.31	0.232	0.821	2.67

Tabla AII.1 (Continuación)

E (keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
439.47	0.102	0.368	1.15	0.214	0.740	2.36
472.03	0.0855	0.296	0.885	0.181	0.601	1.84
484.57	0.0802	0.273	0.805	0.170	0.557	1.68
504.53	0.0727	0.242	0.698	0.155	0.497	1.46
517.9	0.0683	0.224	0.637	0.146	0.461	1.34
520.69	0.0674	0.220	0.625	0.144	0.454	1.31
523.4	0.0666	0.217	0.614	0.143	0.448	1.30
565.91	0.0554	0.173	0.469	0.119	0.359	0.991
567.90	0.0549	0.171	0.464	0.118	0.356	0.980
574.64	0.0534	0.165	0.446	0.115	0.344	0.942
578.91	0.0525	0.162	0.434	0.113	0.337	0.919
585.48	0.0512	0.157	0.418	0.110	0.327	0.885
610.39	0.0465	0.139	0.364	0.101	0.291	0.772
662.43	0.0387	0.111	0.279	0.0839	0.233	0.592
704.09	0.0338	0.0943	0.230	0.0733	0.198	0.487
749.55	0.0296	0.0799	0.189	0.0639	0.167	0.400
755.35	0.0291	0.0783	0.185	0.0629	0.164	0.390
766.11	0.0282	0.0755	0.177	0.0610	0.158	0.373
791.26	0.0264	0.0694	0.160	0.0569	0.145	0.338
817.79	0.0247	0.0639	0.146	0.0531	0.134	0.306
824.28	0.0242	0.0626	0.142	0.0521	0.131	0.298
885.71	0.0209	0.0523	0.115	0.0447	0.109	0.240
980.81	0.0171	0.0408	0.0860	0.0361	0.0840	0.177
991.72	0.0167	0.0398	0.0834	0.0353	0.0817	0.172
1005.05	0.0163	0.0385	0.0804	0.0343	0.0790	0.165

Tabla AII.2

Coefficiente de conversión α_K para $Z = 46$ ($\times 10^2$),
correspondientes a transiciones en $^{105}_{46}\text{Pd}$.

E (keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
38.72	188.21	1744.57	11361.16	522.51	11547.23	116909.57
63.98	47.21	444.76	3275.59	121.05	1732.96	16733.46
73.5	31.92	290.47	2103.01	81.29	1034.79	9511.46
89.91	18.00	151.71	1038.14	45.82	493.11	4102.19
112.43	9.50	71.43	443.65	24.46	219.49	1590.03
155.39	3.77	23.29	121.16	10.03	70.00	404.90
158.92	3.59	21.54	110.64	9.44	64.76	368.79
167.5	3.05	17.96	89.51	8.19	54.02	296.73
182.85	2.38	13.29	63.05	6.47	40.02	207.51
202.13	1.80	9.46	42.55	4.95	28.53	139.16
216.17	1.49	7.56	32.90	4.15	22.81	107.20
280.44	0.724	3.10	11.56	2.11	9.51	38.37
284.83	0.694	2.94	10.88	2.03	9.05	36.14
289.18	0.666	2.80	10.25	1.95	8.63	34.10
306.25	0.571	2.32	8.23	1.69	7.19	27.40
311.64	0.545	2.19	7.70	1.62	6.81	25.65
319.16	0.512	2.03	7.04	1.52	6.32	23.44
325.26	0.487	1.91	6.55	1.45	5.95	21.83
328.61	0.474	1.85	6.31	1.41	5.76	21.00
331.51	0.463	1.80	6.10	1.38	5.61	20.32
344.52	0.419	1.59	5.29	1.26	4.98	17.61
354.0	0.391	1.46	4.79	1.17	4.57	15.92
360.66	0.373	1.38	4.47	1.12	4.32	14.86
370.17	0.349	1.27	4.07	1.05	3.99	13.51
382.6	0.321	1.15	3.62	0.968	3.60	11.97

Tabla AII.2 (Continuación)

E (keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
392.64	0.301	1.06	3.30	0.907	3.33	10.90
401.65	0.284	0.992	3.04	0.858	3.11	10.04
408.0	0.273	0.946	2.88	0.825	2.96	9.49
414.66	0.262	0.901	2.72	0.793	2.82	8.95
420.94	0.253	0.862	2.58	0.764	2.70	8.48
437.12	0.231	0.771	2.27	0.697	2.41	7.42
443.37	0.223	0.740	2.16	0.673	2.31	7.05
446.74	0.219	0.723	2.11	0.661	2.26	6.87
486.8	0.178	0.565	1.58	0.536	1.75	5.08
527.2	0.148	0.451	1.21	0.443	1.39	3.87
560.72	0.128	0.381	0.997	0.382	1.16	3.14
576.62	0.120	0.353	0.913	0.358	1.07	2.86
582.93	0.117	0.343	0.882	0.348	1.04	2.75
617.85	0.103	0.294	0.737	0.304	0.885	2.27
644.55	0.0941	0.263	0.648	0.275	0.786	1.98
650.72	0.0921	0.256	0.629	0.269	0.766	1.92
673.21	0.0856	0.235	0.568	0.248	0.697	1.72
681.9	0.0833	0.227	0.547	0.241	0.672	1.65
727.22	0.0726	0.193	0.453	0.208	0.564	1.34
743.21	0.0694	0.183	0.425	0.198	0.531	1.25
807.46	0.0584	0.149	0.336	0.164	0.425	0.966
844.89	0.0533	0.134	0.296	0.148	0.377	0.840
860.33	0.0514	0.128	0.281	0.142	0.359	0.795
921.04	0.0449	0.109	0.234	0.122	0.300	0.647
928.89	0.0441	0.107	0.229	0.119	0.294	0.631
962.43	0.0412	0.0986	0.208	0.110	0.268	0.567
1087.94	0.0326	0.0749	0.151	0.0843	0.196	0.396
1125.7	0.0306	0.0695	0.139	0.0783	0.180	0.359

Tabla AII.3

Coefficientes de conversión α_K para $Z = 54$ ($\times 10^2$),
correspondientes a transiciones en $^{129}_{54}\text{Xe}$.

E (keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
39.58	220.37	1216.39	4159.37	1070.62	20990.20	137211.62
89.79	24.39	162.55	863.82	98.83	997.86	7040.67
93.32	21.94	145.01	768.95	88.62	867.58	6045.20
177.03	3.72	18.70	80.53	14.82	88.61	444.21
266.82	1.22	4.91	17.39	4.94	22.34	87.96
270.35	1.18	4.70	16.55	4.77	21.39	83.52
278.61	1.09	4.27	14.83	4.41	19.42	74.44
282.13	1.05	4.11	14.16	4.27	18.65	70.96
318.18	0.770	2.82	9.19	3.13	12.69	44.94
321.70	0.752	2.74	8.89	3.05	12.32	43.38
371.91	0.520	1.77	5.35	2.10	7.79	25.22
411.49	0.406	1.32	3.82	1.62	5.71	17.50
492.78	0.266	0.800	2.15	1.03	3.32	9.28
533.09	0.222	0.648	1.68	0.852	2.64	7.09
534.54	0.221	0.644	1.67	0.846	2.62	7.02
548.94	0.208	0.600	1.54	0.793	2.42	6.42
585.00	0.180	0.509	1.27	0.678	2.02	5.18
586.11	0.180	0.506	1.27	0.675	2.00	5.15
588.54	0.178	0.501	1.25	0.669	1.98	5.08
624.31	0.156	0.431	1.05	0.579	1.67	4.18
864.74	0.0798	0.197	0.431	0.267	0.683	1.49
904.30	0.0730	0.178	0.384	0.241	0.606	1.30
906.42	0.0727	0.177	0.381	0.239	0.602	1.29
946.04	0.0669	0.161	0.342	0.217	0.538	1.13

Tabla AII.4

Coeficientes de conversión α_K para $Z = 55$ ($\times 10^2$),
correspondientes a transiciones en $^{131}_{55}\text{Cs}$.

E (keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
54.96	95.80	591.12	2551.85	450.07	6709.92	46945.59
78.75	36.19	236.16	1193.06	158.21	1763.33	12450.13
82.43	31.81	206.91	1052.63	138.14	1482.16	10277.39
92.30	23.36	149.61	765.27	100.17	981.84	6684.86
123.80	10.38	60.76	296.14	43.64	338.97	2050.69
128.1	9.44	54.51	262.93	39.66	300.01	1784.18
133.60	8.41	47.65	226.68	35.26	258.26	1502.81
137.37	7.80	43.65	205.65	32.68	234.37	1344.12
157.15	5.37	28.16	125.81	22.45	145.46	773.62
216.09	2.25	10.06	38.98	9.43	48.80	216.60
249.44	1.53	6.28	22.79	6.43	30.26	123.17
294.54	0.984	3.71	12.40	4.17	17.64	64.90
323.8	0.771	2.77	8.87	3.26	13.04	45.39
351.15	0.628	2.17	6.70	2.65	10.10	33.57
368.9	0.556	1.88	5.68	2.33	8.67	28.03
373.25	0.540	1.82	5.46	2.26	8.36	26.87
404.04	0.445	1.45	4.20	1.85	6.55	20.17
427.60	0.389	1.23	3.49	1.60	5.51	16.47
451.40	0.342	1.06	2.94	1.40	4.68	13.60
461.17	0.325	1.00	2.74	1.33	4.39	12.61
462.9	0.323	0.992	2.72	1.32	4.35	12.48
480.38	0.296	0.895	2.41	1.20	3.88	10.94
486.48	0.287	0.865	2.32	1.16	3.74	10.47
496.28	0.274	0.819	2.18	1.10	3.53	9.78
546.27	0.221	0.636	1.63	0.871	2.66	7.04
562.8	0.207	0.588	1.49	0.810	2.44	6.37
572.66	0.199	0.563	1.42	0.776	2.32	6.01
585.02	0.190	0.533	1.33	0.736	2.18	5.60
620.05	0.167	0.460	1.12	0.639	1.85	4.62
674.41	0.140	0.373	0.886	0.522	1.46	3.51
696.46	0.130	0.345	0.811	0.483	1.33	3.16
703.44	0.128	0.337	0.788	0.471	1.30	3.06
795.9	0.0991	0.251	0.564	0.351	0.924	2.07
797.41	0.0988	0.250	0.561	0.350	0.919	2.06
914.09	0.0754	0.183	0.393	0.254	0.638	1.36
919.5	0.0745	0.181	0.387	0.250	0.628	1.33
923.86	0.0738	0.179	0.383	0.248	0.620	1.31
954.66	0.0693	0.166	0.352	0.230	0.568	1.19
968.87	0.0673	0.161	0.340	0.222	0.547	1.14
1046.9	0.0582	0.136	0.280	0.186	0.447	0.906
1047.58	0.0581	0.136	0.280	0.185	0.446	0.904
1126.16	0.0508	0.117	0.235	0.157	0.371	0.733
1170.6	0.0473	0.108	0.215	0.144	0.336	0.656
1208.5	0.0447	0.101	0.199	0.134	0.310	0.599
1342.1	0.0371	0.0816	0.156	0.106	0.239	0.447

Tabla AII.5

Coefficientes de conversión α_K para $Z = 62$ ($\times 10^2$),
correspondientes a transiciones en $^{145}_{62}\text{Sm}$.

E(keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
111.0	17.49	86.49	348.71	109.61	875.10	4744.03
191.24	4.06	17.19	63.27	24.02	129.14	568.30
212.92	3.05	12.32	43.51	17.91	89.57	371.19
314.13	1.12	3.78	11.58	6.34	25.06	83.67
338.33	0.930	3.06	9.10	5.22	19.79	63.57
365.37	0.772	2.46	7.12	4.27	15.54	47.99
373.59	0.731	2.31	6.64	4.03	14.50	44.28
434.41	0.513	1.54	4.18	2.73	9.12	25.85
468.76	0.430	1.26	3.33	2.25	7.24	19.82
474.84	0.418	1.22	3.21	2.18	6.97	18.95
526.0	0.332	0.938	2.39	1.68	5.14	13.35
542.56	0.310	0.868	2.19	1.55	4.70	12.02
653.51	0.208	0.552	1.31	0.976	2.74	6.49
713.55	0.174	0.450	1.04	0.786	2.14	4.89
764.77	0.151	0.384	0.868	0.664	1.77	3.93
838.64	0.125	0.312	0.688	0.531	1.37	2.95
873.75	0.116	0.285	0.621	0.481	1.23	2.60
877.71	0.115	0.283	0.614	0.476	1.21	2.57
893.74	0.111	0.272	0.587	0.455	1.16	2.43
910.55	0.107	0.261	0.561	0.436	1.10	2.29
949.53	0.0988	0.239	0.507	0.394	0.984	2.02
1078.91	0.0777	0.182	0.375	0.291	0.704	1.39
1239.57	0.0605	0.138	0.273	0.211	0.493	0.930
1423.19	0.0475	0.105	0.202	0.153	0.349	0.633

Tabla AII.6

Coefficientes de conversión α_K para $Z = 62$ ($\times 10^2$),
correspondientes a transiciones en $^{149}_{62}\text{Sm}$.

E (keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
72.98	53.67	248.78	819.81	367.20	4049.99	22070.51
178.58	4.88	21.25	80.11	29.00	163.49	745.58
208.28	3.24	13.19	46.99	19.02	96.52	405.08
251.51	1.97	7.34	24.54	11.41	51.61	194.54
254.57	1.91	7.07	23.54	11.05	49.60	185.70
277.09	1.53	5.47	17.60	8.82	37.57	134.20
281.29	1.48	5.24	16.73	8.48	35.78	126.78
327.53	1.01	3.36	10.11	5.68	21.94	71.66
350.02	0.856	2.78	8.16	4.78	17.79	56.13
381.7	0.695	2.18	6.21	3.81	13.57	40.97
506.09	0.362	1.03	2.67	1.85	5.76	15.22
528.59	0.329	0.927	2.35	1.66	5.07	13.13
535.90	0.319	0.895	2.26	1.60	4.87	12.53
558.37	0.292	0.808	2.02	1.45	4.32	10.91

Tabla AII.7

Coefficientes de conversión α_K para $Z = 63$ ($\times 10^2$),
correspondientes a transiciones en $^{149}_{63}\text{Eu}$.

E (keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
82.50	39.72	181.22	611.54	281.49	2781.36	14763.45
126.00	12.83	60.31	236.77	83.92	603.25	3083.32
128.70	12.12	56.78	222.90	79.05	559.45	2842.99
132.02	11.32	52.78	207.04	73.58	511.08	2578.23
138.00	10.05	46.42	181.52	64.97	436.87	2173.61
149.72	8.07	36.52	141.15	51.72	327.76	1584.42
184.5	4.62	19.42	71.02	28.97	158.31	698.18
189.7	4.29	17.84	64.62	26.83	143.85	625.61
214.29	3.11	12.26	42.53	19.21	94.83	386.23
229.0	2.61	9.98	34.22	15.98	76.45	299.39
252.26	2.03	7.42	24.48	12.34	55.44	205.69
260.73	1.86	6.71	21.87	11.30	49.73	181.18
264.5	1.79	6.43	20.83	10.88	47.44	171.49
272.37	1.66	5.89	18.87	10.07	43.10	153.34
278.20	1.58	5.53	17.58	9.52	40.22	141.48
298.64	1.32	4.49	13.90	7.89	31.97	108.28
341.60	0.945	3.06	9.01	5.54	20.82	65.77
346.69	0.912	2.94	8.60	5.33	19.87	62.31
384.7	0.711	2.21	6.22	4.07	14.36	42.73
398.9	0.652	2.00	5.57	3.70	12.83	37.53
404.31	0.632	1.93	5.34	3.58	12.31	35.77
415.7	0.592	1.79	4.91	3.33	11.31	32.41
431.40	0.543	1.62	4.40	3.02	10.10	28.44
436.60	0.529	1.57	4.24	2.93	9.73	27.27
459.87	0.469	1.37	3.64	2.57	8.32	22.74
478.77	0.428	1.23	3.24	2.32	7.37	19.78
482.83	0.420	1.21	3.16	2.27	7.19	19.22

Tabla AII.7 (Continuación)

E (keV)	E1	E2	E3	M1	M2	M3
496.41	0.395	1.13	2.92	2.11	6.62	17.47
516.57	0.361	1.02	2.61	1.91	5.88	15.25
534.31	0.336	0.939	2.37	1.75	5.32	13.60
552.72	0.312	0.864	2.16	1.61	4.82	12.14
599.2	0.262	0.710	1.73	1.31	3.81	9.28
600.92	0.260	0.705	1.71	1.30	3.78	9.19
645.39	0.224	0.595	1.41	1.09	3.08	7.27
662.77	0.212	0.559	1.32	1.02	2.86	6.67
666.28	0.209	0.552	1.30	1.01	2.82	6.56
726.36	0.175	0.452	1.04	0.816	2.21	4.97
734.97	0.171	0.440	1.01	0.793	2.14	4.79
748.65	0.165	0.422	0.961	0.758	2.03	4.52
788.88	0.148	0.376	0.841	0.666	1.76	3.84
794.70	0.146	0.369	0.826	0.655	1.72	3.75
798.0	0.145	0.366	0.818	0.648	1.70	3.70
812.68	0.140	0.352	0.781	0.620	1.62	3.50
862.97	0.124	0.308	0.673	0.536	1.38	2.91
875.95	0.121	0.298	0.649	0.517	1.32	2.78
933.25	0.107	0.261	0.557	0.444	1.11	2.29
938.64	0.106	0.257	0.549	0.438	1.10	2.25
947.94	0.104	0.252	0.536	0.428	1.07	2.19
956.4	0.102	0.247	0.525	0.419	1.04	2.13
992.2	0.0953	0.229	0.481	0.384	0.948	1.91
1012.6	0.0917	0.219	0.459	0.365	0.899	1.80
1082.0	0.0811	0.191	0.393	0.312	0.756	1.48
1231.0	0.0642	0.148	0.293	0.231	0.542	1.02